



# Premiers états du $^{15}\text{F}$ étudiés par diffusion élastique résonante

F. de Grancey

## ► To cite this version:

F. de Grancey. Premiers états du  $^{15}\text{F}$  étudiés par diffusion élastique résonante. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 2009. Français. NNT: . tel-00448658

**HAL Id: tel-00448658**

**<https://theses.hal.science/tel-00448658>**

Submitted on 19 Jan 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Caen  
Basse-Normandie

**GANIL T 09 04**

Grand Accélérateur National d'Ions Lourds

**GANIL**

Laboratoire commun CEA / DSM - CNRS / IN<sup>2</sup>P<sup>3</sup>

**UNIVERSITÉ de CAEN/BASSE NORMANDIE**  
**U.F.R DE SCIENCES**  
**ÉCOLE DOCTORALE SIMEN**

**THÈSE**

présentée par

**Mlle. Florence de Grancey**

et soutenue le

19 Octobre 2009

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ de CAEN**

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Arrêté du 07 Aout 2006

**Titre :**

**Premiers états du  $^{15}\text{F}$  étudiés par diffusion élastique résonante.**

**Membres du Jury :**

**M. Yorick Blumenfeld**, Directeur de Recherche, CERN (*Rapporteur*)

**M. Bertram Blank**, Directeur de Recherche, CENBG (*Rapporteur*)

**M. Daniel Baye**, Professeur des universités, Université Libre de Bruxelles

**M<sup>me</sup> Francesca Gulminelli**, Professeur, Université de Caen

**M. François de Oliveira**, Chargé de Recherche, GANIL

**M. Olivier Sorlin**, Directeur de Recherche, GANIL (*Directeur de thèse*)

# UNIVERSITE de CAEN/BASSE-NORMANDIE

U.F.R. DE SCIENCES

ECOLE DOCTORALE SIMEN

**T H E S E**

présentée par

**Melle Florence de Grancey**

et soutenue

le 19 octobre 2009

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT de l'UNIVERSITE de CAEN**

**Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique**

**Arrêté du 07 août 2006**

**Titre : Premiers états du  $^{15}\text{F}$  étudiés par diffusion élastique résonante.**



**MEMBRES du JURY**

M. Yorick Blumenfeld, Directeur de Recherche, CERN (*Rapporteur*)  
M. Bertram Blank, Directeur de Recherche, CENBG (*Rapporteur*)  
M. Daniel Baye, Professeur des universités, Université Libre de Bruxelles  
Mme Francesca Gulminelli, Professeur, Université de Caen  
M. François de Oliveira, Chargé de Recherche, GANIL  
M. Olivier Sorlin, Directeur de Recherche, GANIL (*Directeur de thèse*)



# Avant-propos

Une thèse est généralement vue comme une période d'apprentissage au métier de chercheur. Dans mon cas, celle-ci a été la découverte d'un nouveau monde, caractérisé par de nouvelles méthodes, de nouvelles façons de penser. Durant ces années, j'ai beaucoup appris sur la Recherche et la démarche Scientifique, sur le caractère aléatoire des avancées et sur l'utilité de la méthode Descartes. Par malchance, cette expérience a aussi coïncidé avec un combat quotidien contre la maladie, la fatigue et les traitements. J'y ai laissé beaucoup de "plumes" mais malgré tout, le projet a été conduit jusqu'à son terme.

Je ne peux que dire un « merci » bien maladroit à ceux qui ont touché de près ou de loin à ce travail : François pour avoir rendu cette thèse possible, le jury pour les critiques constructives, les membres du GANIL pour les échanges enrichissants et pour leur aide, les thésards et posts-docs pour le partage d'expérience et les moments de bonne humeur, tous ceux croisés en expérience pour les discussions nocturnes, et tous ceux non cités...

Sur le seuil de clôturer ces trois années de thèse, je remercie tout particulièrement ceux qui m'ont permis d'être encore debout aujourd'hui : les professeurs L. Hannoun et F. Galacteros qui ont su gérer le dossier et me remettre sur pieds, mes parents qui ont toujours été présents lors des crises, mon frère pour m'avoir appris à utiliser un mp3 bourré de M. Jackson, et Philippe qui m'a portée à bout de bras sur les derniers mois.



# Table des matières

<b>Introduire le noyau</b>	<b>9</b>
<b>1 Vers la drip-line et au delà</b>	<b>13</b>
1.1 Instabilité des noyaux proches de la drip-line . . . . .	13
1.1.1 Masse nucléaire et énergie de liaison . . . . .	13
1.1.2 Notion de temps de vie . . . . .	14
1.2 Evolution de la structure des noyaux . . . . .	16
1.2.1 Les halos de particules . . . . .	16
1.2.2 Evolution des nombres magiques . . . . .	17
1.3 Emission de particules par les noyaux à proximité de la drip-line proton . .	19
1.3.1 Emission d'un proton . . . . .	19
1.3.2 Emission deux protons . . . . .	20
<b>2 Le cas du noyau non lié <math>^{15}\text{F}</math></b>	<b>27</b>
2.1 Le $^{15}\text{F}$ et la drip-line proton . . . . .	27
2.1.1 Les premières mesures de masse . . . . .	27
2.1.2 La fermeture de couches $Z=8$ . . . . .	28
2.1.3 Structure, noyau miroir et existence d'un halo . . . . .	29
2.2 L'existence d'un canal d'émission deux protons . . . . .	30
2.2.1 Recherche théorique d'états excités de haute énergie . . . . .	31
2.2.2 Recherche expérimentale des états excités de haute énergie . . . . .	31
2.3 Les objectifs de cette thèse . . . . .	33
2.3.1 La mesure expérimentale d'une résonance destructive étroite . . . . .	33
2.3.2 La compréhension de sa structure . . . . .	34
2.3.3 La recherche d'une voie de décroissance deux protons . . . . .	34
2.3.4 En résumé . . . . .	34
<b>3 Aspects expérimentaux</b>	<b>35</b>
3.1 La méthode : diffusion élastique résonante . . . . .	35
3.1.1 Description de la diffusion élastique résonante . . . . .	35
3.1.2 Eléments d'analyse de la diffusion élastique résonante . . . . .	37
3.1.3 Choix de la diffusion élastique résonante . . . . .	39
3.1.4 Application à notre cas . . . . .	39
3.2 Le dispositif expérimental . . . . .	41
3.2.1 Production du faisceau . . . . .	41
3.2.2 La cible . . . . .	44

---

3.2.3	Les détecteurs . . . . .	45
3.2.4	Electronique et acquisition . . . . .	47
3.2.5	Analyse des données . . . . .	50
3.3	Simulation de la diffusion élastique résonante . . . . .	50
3.3.1	Pertes d'énergie . . . . .	50
3.3.2	Straggling en énergie . . . . .	51
3.3.3	Epaisseur effective de la cible . . . . .	52
3.3.4	Réponse des détecteurs Silicium . . . . .	53
3.3.5	Section efficace attendue . . . . .	54
3.4	Simulation de l'émission deux protons . . . . .	55
3.4.1	Modélisation de l'émission deux protons . . . . .	55
3.4.2	Résultats de simulation . . . . .	57
3.4.3	Calcul de l'efficacité de détection . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Analyse des données mesurées à zéro degré</b>	<b>59</b>
4.1	Etude préliminaire des détecteurs . . . . .	59
4.1.1	Etalonnage avec une source alpha . . . . .	59
4.1.2	Résolution en énergie des détecteurs . . . . .	60
4.2	Analyse des runs d' $^{14}\text{N}$ mesurés à zéro degré . . . . .	60
4.2.1	Sélection des événements protons . . . . .	60
4.2.2	Fonction d'excitation $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$ . . . . .	64
4.3	Analyse des données d' $^{14}\text{O}$ mesurées à zéro degré . . . . .	68
4.3.1	Sélection des événements protons à zéro degré . . . . .	68
4.3.2	Fonction d'excitation de la réaction $^1\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$ . . . . .	71
4.3.3	Analyse en matrice R pour l'extraction des états excités . . . . .	73
4.3.4	Comparaison avec les résultats d'autres expériences . . . . .	78
4.3.5	Conclusion de l'analyse à zéro degré . . . . .	79
<b>5</b>	<b>Analyse de la distribution angulaire</b>	<b>81</b>
5.1	Vérification du détecteur . . . . .	81
5.1.1	Fonctionnement des pistes . . . . .	81
5.1.2	Etalonnage et résolution en énergie . . . . .	81
5.1.3	Filtrage des données . . . . .	83
5.2	Analyse des données issues de la réaction $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$ . . . . .	83
5.2.1	Sélection des événements d'intérêt . . . . .	83
5.2.2	Etude des fonctions d'excitations mesurées . . . . .	88
5.2.3	Amélioration de l'étalonnage . . . . .	92
5.3	Analyse des données issues de la mesure $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$ . . . . .	93
5.3.1	Sélection des événements . . . . .	93
5.3.2	Traitement des spectres mesurés . . . . .	94
5.3.3	Comparaison avec la mesure à zéro degré . . . . .	95
<b>6</b>	<b>Améliorer l'analyse de l'expérience : La déconvolution</b>	<b>99</b>
6.1	Méthode du tableau de correspondance . . . . .	101
6.1.1	Description de la méthode . . . . .	101
6.1.2	Application à des spectres de test . . . . .	104
6.2	Méthode itérative basée sur une simulation Monte-Carlo . . . . .	107



## TABLE DES MATIÈRES

---

6.2.1	Description de la méthode . . . . .	108
6.2.2	Application aux spectres de test . . . . .	110
6.3	Algorithme de Richardson-Lucy . . . . .	111
6.3.1	Description de l'algorithme . . . . .	111
6.3.2	Application de l'algorithme sur des spectres de test . . . . .	112
6.4	Application aux données expérimentales . . . . .	113
6.5	Conclusion sur la déconvolution . . . . .	115
<b>7</b>	<b>Analyse des coïncidences proton-proton</b>	<b>117</b>
7.1	Identification des coïncidences deux protons . . . . .	117
7.1.1	Règles de sélection des événements . . . . .	117
7.1.2	Etude des coïncidences SI-CD . . . . .	118
7.1.3	Etude des coïncidences CD-CD . . . . .	120
7.2	Recherche d'événements de décroissance deux protons. . . . .	121
7.2.1	Description de la méthode . . . . .	121
7.2.2	Test de la méthode . . . . .	124
7.2.3	Application aux données expérimentales . . . . .	128
7.2.4	Conclusion . . . . .	128
<b>8</b>	<b>Interprétation des résultats</b>	<b>131</b>
8.1	Etude de la masse du $^{15}\text{F}$ . . . . .	131
8.1.1	Masse mesurée . . . . .	131
8.1.2	Formule de Kelson-Garvey . . . . .	132
8.1.3	Formule de l'IMME . . . . .	133
8.1.4	Mesure du déplacement Coulombien . . . . .	134
8.1.5	Fermeture de couche $Z=8$ . . . . .	135
8.2	Structure du noyau de $^{15}\text{F}$ . . . . .	136
8.2.1	Modèle en couches naïf et inversion de couches . . . . .	136
8.2.2	Structure des noyaux proches . . . . .	138
8.2.3	Etude de la structure du $^{15}\text{F}$ grâce au code OXBASH . . . . .	139
8.2.4	Etude des états par un potentiel de Woods-Saxon . . . . .	141
8.2.5	Shift de Thomas-Ehrmann . . . . .	144
8.3	Etude du deuxième état excité . . . . .	147
8.3.1	Une résonance négative . . . . .	147
8.3.2	Largeur de l'état . . . . .	147
8.3.3	Origine de la deuxième largeur partielle . . . . .	148
8.3.4	Temps de vie . . . . .	153
8.4	Emission de deux protons à partir du deuxième état excité . . . . .	154
8.4.1	Largeur limite expérimentale de décroissance deux protons . . . . .	154
8.4.2	Calcul de la largeur de décroissance séquentielle . . . . .	156
8.4.3	Calcul de la largeur avec un potentiel de Woods-Saxon . . . . .	156
8.5	Conclusion . . . . .	157
	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>159</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>161</b>



# Introduire le noyau

La recherche en physique nucléaire consiste essentiellement en l'étude de la structure du noyau atomique et des interactions entre les nucléons constituants. Ce "noyau" est né à la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle, suite aux travaux de J.J. Thompson (1887), H. Becquerel (1898) et E. Rutherford (1911). Le premier observa que des particules chargées négativement pouvaient être arrachées à la matière lorsque l'on établissait une forte tension sur un fil électrique. Il découvrit l'électron. Le deuxième remarqua au cours d'une expérience de phosphorescence que l'uranium émettait un rayonnement inconnu pour l'époque, qu'il interpréta comme une émission de particules par les atomes. De cette observation, il suggéra une subdivision des atomes en divers constituants. Enfin, le dernier pas fut franchi par E. Rutherford suite au bombardement d'une feuille d'or par des particules alpha focalisées en une direction. Sur un écran placé devant la feuille, il observa différents points lumineux, étalés sur de grands angles et les expliqua en décrivant la matière comme des "îlots" chargés positivement, placés dans un ensemble composé majoritairement de vide. Avec ces conclusions, un modèle planétaire fut élaboré pour décrire l'atome (figure 1), et on le représenta comme un "noyau" solide autour duquel gravitent les électrons. Quelques années plus tard, ce "noyau" fut détaillé sous forme d'un rassemblement de deux constituants : des protons, particules de charge élémentaire positive et de masse plus grande que l'électron, découvertes par E. Rutherford (1919) et des neutrons, particules neutres de masse proche du proton ; découvertes par Chadwick en 1932.

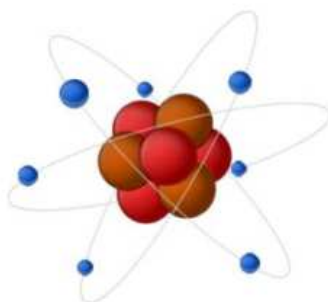


FIG. 1 – Schéma de l'atome suivant le modèle atomique de E. Rutherford : Les électrons chargés négativement tournent autour d'un coeur de charge positive : le noyau atomique.

Les noyaux atomiques sont donc décrits par une combinaison de  $N$  neutrons et de  $Z$  protons. Ils sont généralement classés et représentés sous forme d'une carte à deux dimensions où les axes représentent le nombre de neutrons (axe horizontal) et le nombre de protons (axe vertical), comme montré en figure 2. Aujourd'hui, plus de 2800 espèces

nucléaires sont connues, dont 287 stables situées au centre, sur la figure 2. Autour de ces noyaux, les noyaux instables - c'est à dire les noyaux disposant d'un temps de vie limité - sont représentés en diverses couleurs. Chaque couleur de la carte décrit le mécanisme de désintégration privilégié tel que l'émission bêta (émission d'électrons ou de positrons) ou l'émission de particules ( $\alpha$ , proton, neutron).

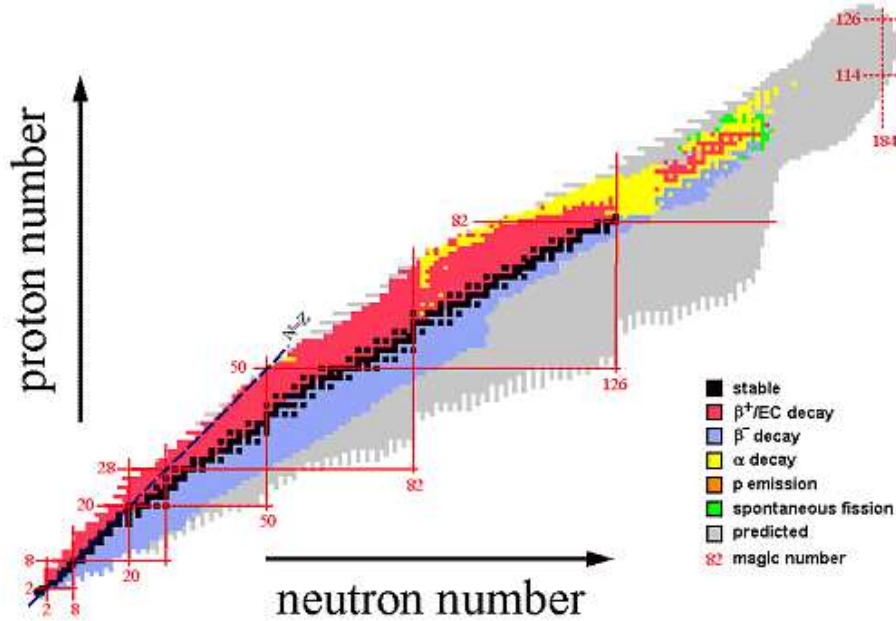


FIG. 2 – Carte des noyaux connus en fonction de leur nombre de protons et de leur nombre de neutrons

Les limites de cette carte des noyaux représentent la frontière entre les noyaux où l'état fondamental est lié, et les noyaux où l'état fondamental est non-lié par rapport à l'émission d'une particule, dont le temps de vie est souvent infiniment petit. Ces limites sont appelées *drip-line proton* pour les noyaux déficitaires en neutrons et *drip-line neutron* pour les noyaux riches en neutrons. La connaissance des espèces situées au-delà de ces drip-lines représente un des points d'intérêt de la physique nucléaire depuis une quarantaine d'années. Il s'agit notamment de tester la validité des modèles nucléaires loin de la stabilité ou d'étudier l'évolution de la structure nucléaire dans des conditions d'instabilité. De plus, de nombreux phénomènes particuliers ont été mis en évidence à proximité de ces drip-lines, tels que la formation de "halos de nucléons" où certains nucléons passent une partie de leur temps en dehors des limites classiques du noyau, l'apparition de modes d'émissions particuliers (émission un ou deux protons), et une modification des nombres magiques définis à la stabilité et des fermetures de couches associées.

Cette thèse s'inscrit dans l'étude expérimentale des noyaux exotiques situés au delà de la drip-line, et plus particulièrement lorsque ceux-ci sont non liés et peuplés à basse énergie. Nous nous sommes ici concentrés sur le fluor 15 ( $^{15}\text{F}$ ), instable, situé deux unités au delà de la drip-line proton, et l'avons étudié dans le cadre de la méthode de la diffusion élastique résonante. Au cours de cette étude, nous nous sommes intéressés à aux propriétés des pre-

miers états du  $^{15}\text{F}$ , aux voies de décroissances associées et à la façon dont elles peuvent être reproduites via différents modèles de structure nucléaire.

Ce manuscrit commence par deux chapitres expliquant le contexte et les motivations de ce travail. Le dispositif expérimental utilisé et les éléments de simulation associés sont décrits dans le chapitre 3. L'analyse des données est séparée en trois chapitres relatifs à chaque objectif de notre expérience : la mesure des états excités (chapitre 4), la mesure de la distribution angulaire (chapitre 5), et la recherche d'événements de décroissance deux protons (chapitre 7). Cette analyse est complétée dans le chapitre 6 par une étude de quelques méthodes de traitement de données appelées "déconvolution", permettant de limiter l'impact des détecteurs sur nos mesures. Un chapitre d'interprétation termine ce manuscrit avec l'étude l'impact de nos mesures dans le cadre de modèles de masse ou de structure. Une conclusion sur les propriétés du  $^{15}\text{F}$  clôt ce travail.



# Chapitre 1

## Vers la drip-line et au delà

Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité, les propriétés des noyaux évoluent : leur temps de vie devient de plus en plus court, leur structure se modifie, et de nouveaux modes de désintégration peuvent apparaître. Ce chapitre présente quelques propriétés remarquables des noyaux situés vers la drip-line et au delà.

### 1.1 Instabilité des noyaux proches de la drip-line

#### 1.1.1 Masse nucléaire et énergie de liaison

La masse nucléaire est une des grandeurs fondamentales permettant de décrire un noyau. Dépendant du nombre de nucléons constituants, elle s'écrit sous la forme de la somme des masses des nucléons, auquel on retire une quantité  $B(A, Z)$  appelée énergie de liaison nucléaire :

$$M(A, Z).c^2 = Z.m_p.c^2 + (A - Z).m_n.c^2 - B(A, Z) \quad (1.1)$$

$B(A, Z)$  représente la quantité d'énergie qu'il faut fournir au noyau pour dissocier ses nucléons. Le rapport  $\frac{B(A, Z)}{A}$  a été mesuré expérimentalement et est proche 8 MeV en moyenne.

Les drip-line sont définies comme les limites où l'ajout d'un proton supplémentaire (drip-line proton) ou d'un neutron (drip-line neutron), conduit à former un système non-lié. Elles correspondent donc à la limite où l'énergie de liaison du dernier proton ou du dernier neutron devient nulle, soit, par exemple, pour le cas proton :

$$S_p(A, Z) = B(A, Z) - B(A - 1, Z - 1) = M(A - 1, Z - 1) + m_p - M(A, Z) = 0 \quad (1.2)$$

La position des drip-line peut donc être prédite par calcul de la masse des noyaux ou de l'énergie de liaison. Cette dernière peut, par exemple, être calculée via l'équation semi-empirique de Bethe-Weizsäcker, développée à partir du modèle de la goutte liquide :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z - 1)}{A^{1/3}} - a_A \frac{(N - Z)^2}{A} + \delta(A, Z) \quad (1.3)$$

où les coefficients  $a_X$  représentent diverses influences intervenant sur l'énergie de liaison :  
–  $a_v = 15.85$  MeV est un terme décrivant l'énergie de volume.

- $a_s=18.34$  MeV est un terme de surface permettant de prendre en compte la proximité des nucléons de la surface nucléaire, phénomène qui réduit l'énergie de liaison.
- $a_c=0.71$  MeV représente la répulsion électro-statique due aux protons constituant le noyau (interaction coulombienne).
- $a_A=23.21$  MeV est l'énergie d'asymétrie permettant d'inclure le principe de Pauli,
- $\delta(A, Z)$  représente l'énergie d'appariement. Il est nul pour les noyaux disposant d'un  $A$  impair, et vaut  $34 \times A^{-3/4}$  pour les noyaux disposant d'un  $A$  pair avec  $Z$  et  $N$  pair, ou  $-34 \times A^{-3/4}$  pour les noyaux disposant d'un  $A$  pair avec  $Z$  et  $N$  impairs.

La valeur des coefficients a été estimée par Wapstra dans les années 70 à partir d'ajustements sur les mesures expérimentales de masses. Avec cette formule, la position des drip-lines a pu être prédite. Elle est représentée en figure 1.1.

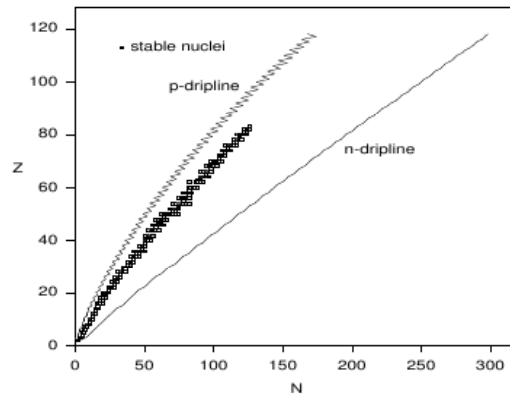


FIG. 1.1 – Carte des noyaux simplifiée où sont représentés les noyaux stables et les drip-line calculées avec la formule de Bethe-Weizsäcker.

### 1.1.2 Notion de temps de vie

Lorsque l'on forme un noyau situé au delà de la drip-line à partir du système  $\{X+\text{nucléon}\}$ , on s'attendrait naïvement à ce que le noyau formé décroisse instantanément pour revenir au système initial  $\{X+\text{nucléon}\}$ . En conséquence, le spectre en énergie du système ne devrait présenter aucune structure particulière. Or, sur le spectre en énergie de ces noyaux non-liés, on observe souvent des résonances, c'est à dire des plages d'énergie de largeur  $\Gamma$  situées autour d'énergies de résonances  $E_r$  où le système est quasi-lié. Ces résonances sont dues aux différents potentiels (coulombien, nucléaire, centrifuge) intervenant dans le noyau, qui constituent une barrière confinant le nucléon à l'intérieur du noyau pendant un temps limité. Ce temps,  $\tau$ , est le temps de vie du noyau et peut se calculer grâce à la relation d'incertitude d'Heisenberg :

$$\tau = \frac{\hbar}{\Gamma} \quad (1.4)$$

Le temps de vie est donc d'autant plus long que la résonance est étroite et le cas limite ( $\Gamma=0$ ) représente un état lié.



Lorsque la largeur de la résonance n'est pas connue expérimentalement, celle-ci peut être estimée avec un modèle. Dans le cas de noyaux situés à proximité de la drip-line proton, lorsque l'on cherche à calculer la largeur de décroissance proton (cf. figure 1.2), on peut utiliser la formule de Wigner donnée par :

$$\Gamma = \frac{3\hbar}{R_n} \cdot \left(\frac{2E}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot P_l(E, R_n) \theta^2 \quad (1.5)$$

avec :

- $R_n$  : rayon nucléaire définit par  $R_n = r_0 \times A^{1/3}$  avec  $r_0 = 1.4 \text{ fm}$
- $E$  : énergie de séparation
- $P_l(E, R_n)$  : pénétrabilité à travers la barrière de potentiel représentant la probabilité que le proton traverse la barrière par effet tunnel à l'énergie  $E$ . Cette probabilité est définie par la division de la probabilité de trouver le proton à une distance  $R_n$  (rayon nucléaire), par la probabilité de trouver le proton au point de rebroussement classique  $R_c$  (distance minimale en mécanique classique où un projectile d'énergie  $E$  peut s'approcher du noyau) soit :

$$P = \frac{|\Psi(R_n)|^2}{|\Psi(R_c)|^2} \quad (1.6)$$

- $\theta^2$  : largeur réduite sans dimension, décrivant les aspects de structure nucléaire.

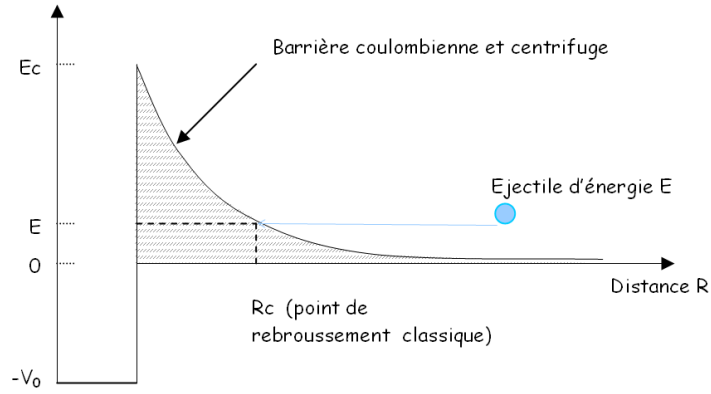


FIG. 1.2 – Représentation schématique des potentiels nucléaire et coulombien combinés dans le cas d'une émission proton. Un projectile d'énergie  $E \leq E_c$  doit traverser la barrière pour pouvoir sortir dans le noyau. Dans le cadre de la mécanique quantique, la probabilité de traverser la barrière vaut  $P_l(E, R_n)$  et est habituellement appelée pénétrabilité.

Dans ce formalisme, la largeur de la résonance est proportionnelle à l'énergie de résonance  $E$ , ce qui implique que plus  $E$  est élevée, plus la largeur sera importante. En combinant l'équation 1.5 avec le principe d'incertitude d'Heisenberg, il est possible de décrire le temps de vie par :

$$\tau = \frac{\hbar}{\frac{3\hbar}{R_n} \cdot \left(\frac{2E}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot P_l(E, R_n) \theta^2} \quad (1.7)$$

Et donc, de façon générale, plus une résonance est placée à haute énergie, plus le temps de vie est court.

---

## 1.2 Evolution de la structure des noyaux

Les premiers modèles théoriques décrivant la structure des noyaux ont été établis à partir de l'observation de noyaux stables. Cependant, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la stabilité, la structure nucléaire évolue, les nucléons s'agencent différemment, et les noyaux n'ont pas les mêmes propriétés que celles observées à la stabilité. Dans ce paragraphe, nous évoquons quelques particularités des noyaux proches de la drip-line.

### 1.2.1 Les halos de particules

Jusqu'aux années 80, le noyau était décrit comme une sphère où les protons et neutrons étaient distribués dans le volume nucléaire de manière quasi-uniforme, soit :

$$\frac{\rho_n(r)}{\rho_p(r)} = \frac{N}{Z} \quad (1.8)$$

Avec  $\rho_n$  la densité de neutrons et  $\rho_p$  la densité de protons.

Cette vision fut remise en cause en 1985, grâce à la mesure de la section efficace d'interaction des protons et des neutrons pour différents isotopes du lithium, réalisée par I.Tanihata et son équipe : ceux-ci mesurèrent pour le  $^{11}\text{Li}$  une section efficace d'interaction beaucoup plus élevée que pour son isotope proche  $^9\text{Li}$  [Tan85]. Or, aux énergies sondées, la section efficace est directement reliée aux rayons d'interaction de la cible  $R_c$  et du projectile  $R_p$ , soit :

$$\sigma = \pi(R_c + R_p)^2 \quad (1.9)$$

Une section efficace augmentée implique donc que le  $^{11}\text{Li}$  possède un rayon d'interaction supérieur à celui prévu par la systématique  $R = r_0 \cdot A^{1/3}$  (cf. figure 1.3). De nouvelles expériences menées par la même équipe ([Tan88]) confirmèrent ce phénomène dans d'autres noyaux riches en neutrons ( $^{14}\text{Be}$ ,  $^6\text{He}$ ,  $^8\text{He}$ , ...).

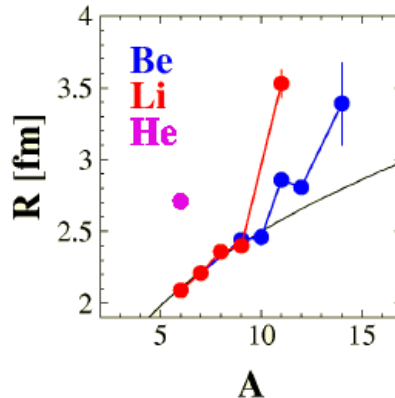


FIG. 1.3 – Rayons d'interaction des isotopes de He, Li et Be estimés à partir des sections efficaces d'interaction (points), comparés à la systématique  $r_0 \times A^{1/3}$  (courbe solide).

Ces observations ont d'abord été interprétées comme l'apparition d'une déformation du noyau ou d'une modification de la distribution de matière, qui serait plus étendue. Quelques

années plus tard, P.J. Hansen et B. Jonson proposèrent l'existence d'une structure de "halo" diffus de nucléons, situé autour d'un coeur constitué du reste des nucléons. Leur hypothèse fut confirmée par les mesures systématiques des sections efficaces d'interaction ou de perte d'un à deux neutrons, qui permirent d'établir une relation empirique :

$$\sigma \approx \sigma_{core} + \sigma_{-(2)n} \quad (1.10)$$

où la section efficace du coeur est séparée de la section efficace des neutrons de valence, appuyant l'image d'un noyau constitué d'un "coeur dur" autour duquel se trouve un "halo" de nucléons.

De façon analogue, des halos ont été observés dans des noyaux riches en protons : En 1992, Minamisono et al. montrèrent par mesure du moment électrique quadrupolaire que le  $^8\text{B}$  dispose d'un rayon de matière supérieur de 20% (cf. figure 1.4) à la systématique ([Min92]) et donc qu'il est structuré comme un coeur de  $^7\text{Be}$  autour duquel gravite un proton de valence faiblement lié. Cette interprétation fut appuyée par d'autres mesures ([Sch95], [Neg96]). Des noyaux plus lourds sont également suspectés, comme le  $^{17}\text{Ne}$  où les calculs théoriques ([Zhu95]) prédisent un rayon moyen de matière, pour les protons, supérieur de 0.26 à 0.32 fm à celui des neutrons. La probabilité de présence des deux protons de valence en dehors du coeur de matière est estimée à 73 % .

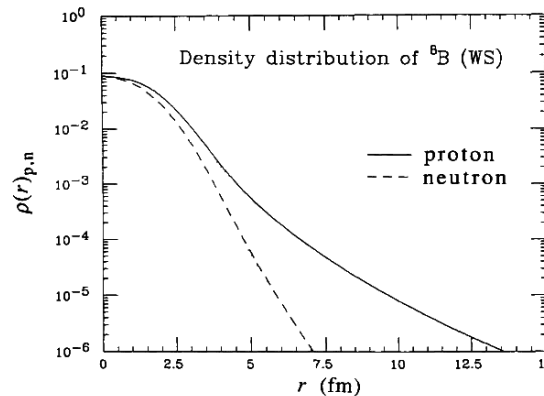


FIG. 1.4 – Distribution de la densité de matière pour le  $^8\text{B}$ . La densité de matière associée aux protons est beaucoup plus étendue que celle associée aux neutrons, ce qui suggère l'existence d'un halo proton. Image tirée de [Min92]

### 1.2.2 Evolution des nombres magiques

Une des pierres angulaires de la physique nucléaire est le modèle en couches, développé dans les années 50 pour expliquer l'apparition d'un phénomène de "sur-stabilité" observé pour certains noyaux situés à proximité de la vallée de stabilité, et disposant d'un nombre fixe de protons ou de neutrons : 2, 8, 20, 28, etc. Ces noyaux sont généralement caractérisés par une énergie de liaison élevée, un premier état excité situé à haute énergie d'excitation et une probabilité d'excitation de l'état fondamental vers le premier état excité faible (B(E2)). Ces nombres ont été appelés *nombres magiques* et interprétés comme le remplissage complet d'une couche nucléaire, à la manière des couches électroniques des atomes. Ils

ont été expliqués -ou prédits- par calcul à partir d'un modèle de potentiel nucléaire central décrivant l'interaction entre les nucléons, relié à la densité de matière nucléaire.

Lorsque l'on se rapproche des drip-line, la densité de matière évolue et conduit à une modification du potentiel nucléaire central. Cette évolution se traduit par une modification des nombres magiques et des fermetures de couches associées. Un exemple de cette évolution a été calculé par Dobaczewski et al., au sujet des nombres magiques  $N=50$  et  $N=82$ , pour des noyaux situés à proximité de la drip-line neutron ([Dob94]). Comme schématisé en figure 1.5 la modification de la forme du potentiel nucléaire conduit à une réorganisation des couches nucléaires et à une disparition des nombres magiques  $N=50$  et  $N=82$  observés à la stabilité, au profit des nombres  $N=40$  et  $N=70$ .

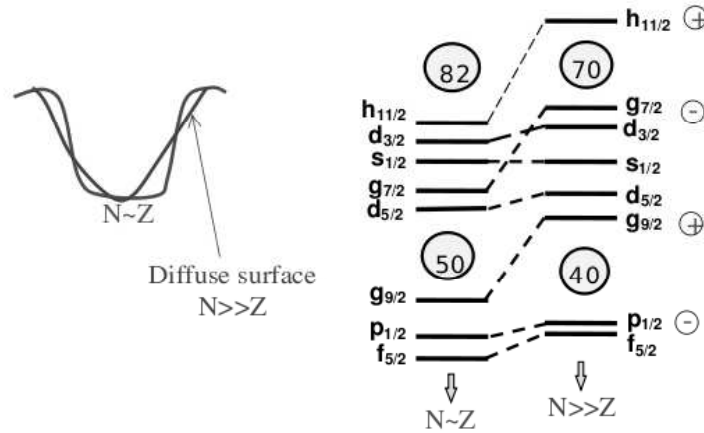


FIG. 1.5 – *A gauche* : Schéma des potentiels nucléaires à la stabilité ( $N$  proche de  $Z$ ) et proche de la drip-line neutron ( $N \geq Z$ ). *A droite* : Organisation des couches nucléaires. La modification de la forme du potentiel pour des noyaux proches de la drip-line conduit à une "disparition" des fermetures de couches  $N=50$  et  $N=82$ , au profit des nombres  $N=40$  et  $N=70$ . Image tirée des Cours de l'Ecole-Joliot Curie 2002 : Yorick Blumenfeld, *Bilan et perspectives de l'étude des Noyaux Exotiques : Aspects Expérimentaux*

Expérimentalement, divers observables sont utilisées. La disparition du nombre magique  $N=20$  à la drip-line neutron a été mise en évidence par la mesure de l'énergie d'excitation du premier état excité du  $^{32}\text{Mg}$  ( $Z=12$ ,  $N=20$ ) et du  $B(E2)$  associé, tous deux inférieurs aux valeurs attendues pour les noyaux magiques  $N=20$  ([Gui84], ([Mot95])). La disparition du nombre magique  $N=28$  a, quant à elle, été observée grâce à la mesure des temps de vie associés aux décroissances bêta d'isotopes du phosphore, chlore et soufre. Les résultats expérimentaux montrèrent de grandes différences avec les calculs prédictifs du modèle en couches pour un noyau sphérique ([Sor93]) et furent interprétés comme une disparition rapide de la fermeture de couche  $N=28$  au delà du  $^{48}\text{Ca}$ . Cette technique permit également de démontrer l'apparition du nombre magique  $N=32$  pour des noyaux présentant un excès de neutrons, comme les isotopes du krypton, calcium et titane ([Huc85]).

## 1.3 Emission de particules par les noyaux à proximité de la drip-line proton

Lorsque l'on se rapproche des drip-lines, l'énergie de séparation proton ou neutron diminue progressivement jusqu'à devenir nulle. Cette évolution conduit à l'apparition de canaux d'émission de nucléons disposant de temps de vie extrêmement courts. Dans ce chapitre, nous évoquons les émissions de protons apparaissant lorsque l'on se rapproche de la drip-line proton.

### 1.3.1 Emission d'un proton

Evoquée en 1914 par Marden, cette décroissance correspond à l'émission d'un proton par effet tunnel à travers la barrière coulombienne. Elle ne peut se produire que lorsque l'énergie de séparation proton  $S_p = B(A, Z) - B(A - 1, Z - 1)$  est négative.

#### *Emetteurs non-liés*

Les premiers émetteurs protons ont été identifiés grâce aux prédictions de masse et correspondent à des noyaux situés au delà de la drip-line proton. Ils apparaissent sous la forme d'une résonance de durée de vie courte (de l'ordre de  $10^{-21}$  sec) et ne peuvent donc être vu directement. Ces noyaux ont été peuplés pour la première fois dans les années 70 par réaction de transfert multi-nucléons (exemple pour le  $^{15}\text{F}$  : [KeK78], [Ben78]) puis le développement des faisceaux radioactifs permis l'utilisation des réactions de diffusion élastique résonante (exemple pour le  $^{19}\text{Na}$  : [Oliv05]) ou des réactions de cassure (exemple du  $^{11}\text{Li}$  : [Azh98a]). Dans ces expériences, la détection des éjectiles et l'analyse des spectres en énergie (cf. figure 1.6) permettent de mesurer les masses des noyaux composés et les propriétés des premiers états.

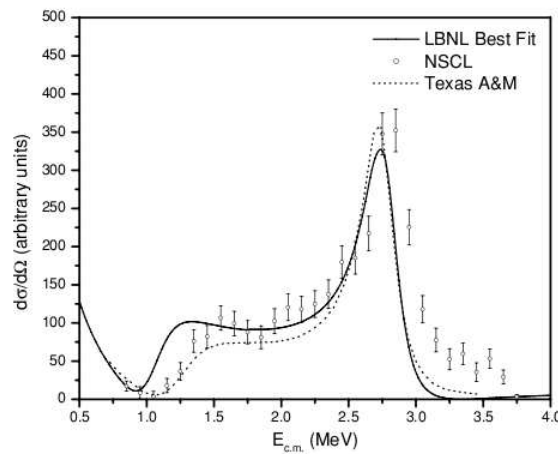


FIG. 1.6 – Fonction d'excitation du  $^{15}\text{F}$  mesurée par diffusion élastique résonante dans le référentiel du laboratoire. Le creux observé vers 1 MeV et le pic situé à 3 MeV correspondent aux résonances de l'état fondamental et du premier état excité respectivement. Image tirée de [Guo05]

La radioactivité proton représente un cas particulier de l'émission de proton, réalisé à partir d'un état quasi-lié de nucléons et disposant d'un temps de vie mesurable expérimentalement. Depuis les années 80, les recherches d'émetteurs un proton s'orientent autour des noyaux situés entre  $53 \leq Z \leq 84$ , tels que les isotopes du Lu, Cs, I, produits par fusion-évaporation. L'étude de la décroissance proton de ces noyaux permet -entre autre- de mesurer la masse des espèces concernées pour tester les modèles de prédiction de masse à proximité de la drip-line proton, d'établir les chaînes de désintégrations entre les espèces ou d'améliorer la compréhension de la barrière de potentiel retenant les nucléons à l'intérieur du noyau.

Un cas particulier de cette décroissance est la radioactivité proton retardée, correspondant à une émission bêta suivie par une décroissance radioactive proton. Ce phénomène a été mis en évidence par Jackson et al [Jac70] au cours de l'étude de la décroissance bêta du  $^{53}\text{Ni}$  puis observé dans d'autres espèces telles que le  $^{28}\text{S}$  ou le  $^{26}\text{P}$ .

### 1.3.2 Emission deux protons

L'émission de deux protons est possible lorsque l'énergie de liaison du système  $\{A+2p\}$  est inférieure à l'énergie du système  $\{A\}$  :  $B(A, Z) \geq B(A+2, Z+2)$

#### 1.3.2.1 Modélisation de l'émission deux protons

Schématiquement, la décroissance deux protons peut se dérouler selon trois types de mécanismes différents :

- L'émission séquentielle : Le noyau père  $(A, Z)$  émet un premier proton pour former le noyau  $(A-1, Z-1)$  dans un état intermédiaire. Celui-ci est également non-lié pour l'émission proton et émet un deuxième proton pour former le noyau fils  $(A-2, Z-2)$ . Cette émission peut donc se modéliser par un processus à deux étapes (deux émissions protons) où les protons émis sont corrélés en énergie puisqu'ils partagent l'énergie totale de la décroissance.
- Une émission non-corrélée dite "démocratique" : Dans ce cadre le noyau père  $(A, Z)$  émet deux protons simultanément de manière totalement décorrélée. Les deux protons se partagent l'énergie totale disponible, mais il a été démontré théoriquement que le processus est plus probable lorsque les deux protons ont la même énergie.
- L'émission d'une particule d' $^2\text{He}$  (di-proton) : Le noyau père  $(A, Z)$  émet une particule d' $^2\text{He}$  qui - de par son instabilité - décroît rapidement sous la forme de deux protons. De même que pour l'émission "démocratique", ce mécanisme de décroissance intervient préférentiellement lorsque l'émission d'un seul proton du noyau père est interdite énergétiquement. Les énergies de liaison doivent donc respecter les inégalités suivantes :

$$B(A-1, Z-1) \leq B(A, Z) \leq B(A-2, Z-2) \quad (1.11)$$

Ces trois modes de décroissance sont schématisés en figure 1.7 de manière corpusculaire et en figure 1.8 en terme de schéma de niveaux des noyaux impliqués.

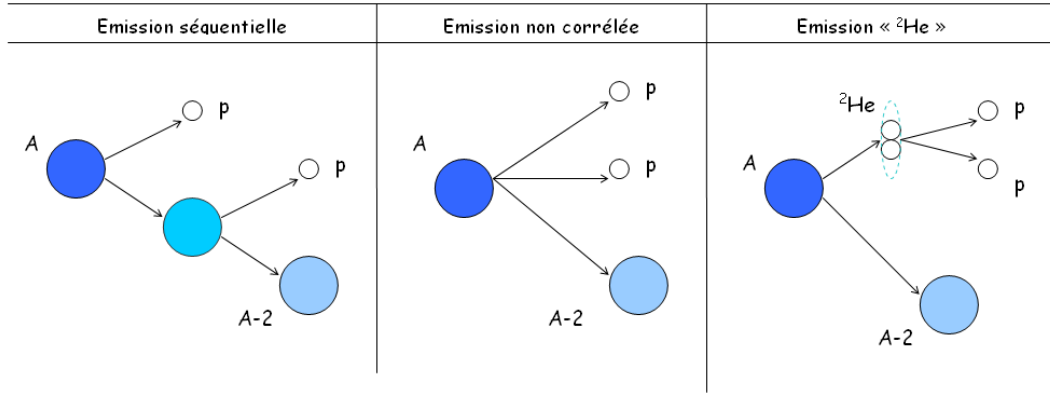


FIG. 1.7 – Schéma des mécanismes d'émission deux protons par un noyau.

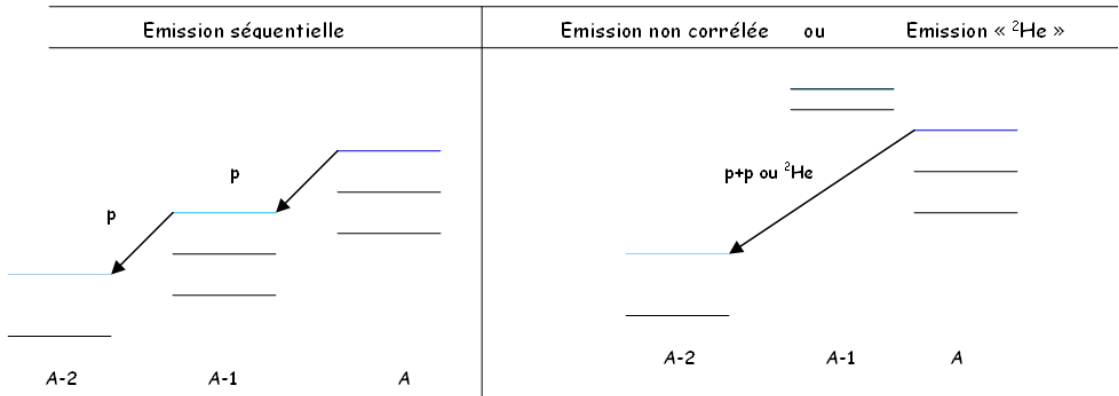


FIG. 1.8 – Schéma de niveaux représentant les trois modes de décroissance deux protons.

D'un point de vue plus formel, différents modèles théoriques ont été développés pour décrire l'émission deux protons, dont par exemple :

- La théorie de la matrice R : Initialement développée pour décrire différentes réactions nucléaires, cette théorie a été appliquée par B. Brown sur les processus à trois corps et particulièrement au cas de l'émission deux protons. Utilisée dans le calcul du temps de vie du  $^{18}\text{Ne}$  et  $^{45}\text{Fe}$  ([Brow03], [Brow02]), celle-ci donne des estimations en accord avec les résultats expérimentaux.
- Le modèle à trois corps : Grigorenko et al ont établi un modèle où les produits de décroissance (noyau fils et les deux protons) sont décrits par un système à trois corps. La méthode des harmoniques hyper-sphériques est utilisée pour étudier le système ([Gri01]). Ce formalisme a été appliqué à divers émetteurs deux protons ( $^{19}\text{Mg}$ ,  $^{48}\text{Ni}$ ) pour estimer leur temps de vie ([Gri00]).
- Le modèle SMEC ( Shell Model Embedded to Continuum ) : Développé par M. Ploszajczak et ses collaborateurs, ce modèle est basé sur le couplage d'états particule

indépendante avec des états de diffusion sur les énergies du continuum ([Bla08]). Les résultats obtenus s'accordent bien avec différentes mesures expérimentales pour le  $^{45}\text{Fe}$  et  $^{48}\text{Ni}$ .

### 1.3.2.2 Recherche expérimentale d'émetteurs deux protons

#### *Emission à partir de l'état fondamental de courte durée de vie*

La première mise en évidence d'une émission deux protons a été réalisée par Geesaman et al ([Gee77]) : Des noyaux de  $^6\text{Be}$  ont été produits par la réaction de transfert  $^6\text{Li} (^3\text{He}, t)^6\text{Be}$  puis se sont désintégrés sous la forme  $\alpha + p + p$ . Les spectres en énergie ont été reconstruits grâce aux coïncidences des particules alpha ou des protons avec des tritons (figure 1.9). Leur analyse a été réalisée sous les hypothèses d'une émission séquentielle via un état intermédiaire dans le  $^5\text{Li}$  ou d'une émission à trois corps avec interaction entre les éléments de l'état final. Comme observé en figure 1.9, aucune hypothèse n'explique sans ambiguïtés les résultats expérimentaux.

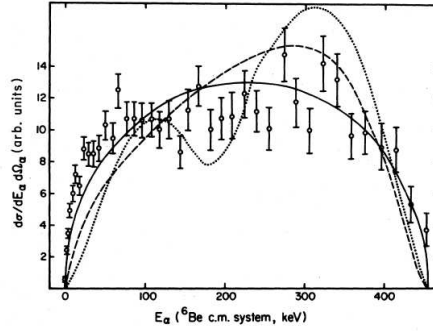


FIG. 1.9 – Spectre des particules alpha issues de la décroissance de l'état fondamental du  $^6\text{Be}$  dans le centre de masse obtenu par [Gee77]. Les courbes solides et en tirets représentent le spectre calculé suivant un modèle à trois corps avec (tirets) ou sans (continu) interaction entre les protons. La courbe en pointillés représente le calcul d'une émission séquentielle via le  $^5\text{Li}$ .

Un autre noyau candidat à l'émission deux protons à partir de l'état fondamental est l' $^{12}\text{O}$ , observé par Kryger et al [Kry95]. Au cours de l'expérience, les protons de décroissance ont été détectés en coïncidence avec les fragments lourds afin de dégager les coïncidences  $^{10}\text{C} + 2p$  relatives aux événements d'intérêt et de mesurer l'énergie de décroissance et l'angle d'ouverture entre les protons émis (figure 1.10). L'analyse a été menée par le biais de simulations Monte-Carlo utilisant le formalisme de la matrice R dans le cadre de deux hypothèses :

- une émission séquentielle via le noyau de  $^{11}\text{N}$
- une émission d'une quasi-particule d' $^2\text{He}$  avec une énergie de résonance de 50keV.

Dans les deux analyses, la forme de la résonance de l' $^{12}\text{O}$  a été modélisée sous la forme d'une distribution de Breit-Wigner :

$$N(E, U) \approx \frac{\Gamma_l(E, U)}{(E - Q_{2p})^2 + \frac{1}{4}\Gamma_{tot}^2(E)} \quad (1.12)$$

avec :



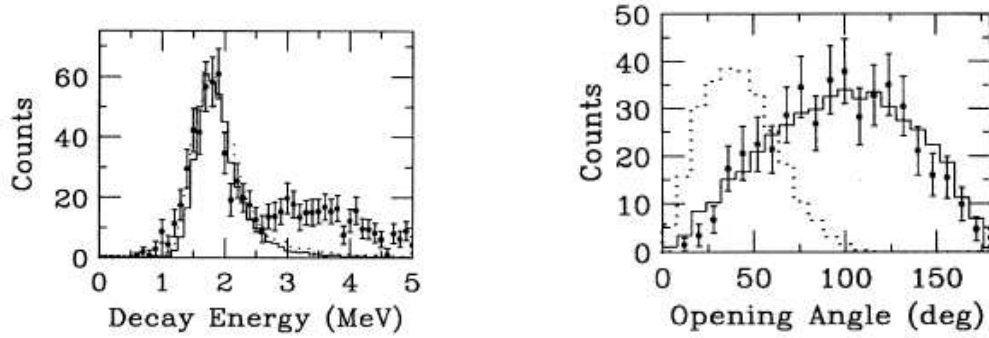


FIG. 1.10 – *A gauche* : Energie de décroissance des évènements  $2p+^{10}\text{C}$  obtenu par [Kry95]- *A droite* : Angle d'ouverture évalué dans le référentiel du centre de masse à trois corps, pour les protons issus de la décroissance du  $^{12}\text{O}$  (1.10). Dans les deux figures, les lignes en pointillés représentent les résultats des calculs basés sur un modèle d'émission d' $^2\text{He}$ . Les lignes continues représentent les calculs issus d'un modèle d'émission séquentielle via la queue de la résonance du  $^{11}\text{N}$ .

- $E$  : énergie totale de la décroissance
- $U$  : énergie relative de la deuxième décroissance
- $Q_{2p}$  : énergie de séparation deux protons
- $\Gamma_{tot}$  : largeur totale de l'état parent.
- $\Gamma_l$  : largeur partielle de désintégration, dépendante de la pénétrabilité de la barrière coulombienne et de la densité d'états du noyau intermédiaire.

Les résultats de simulation ont été comparés avec les mesures expérimentales. L'hypothèse d'une émission d' $^2\text{He}$  a été supposée possible pour un rapport d'embranchement inférieur à 7 %, tandis que l'hypothèse d'une émission séquentielle n'a pas été retenue. Cependant, dans un article postérieur, A.Azhari et al ([Azh98b]) ont réévalué le cas d'une émission séquentielle et l'ont validée avec les nouvelles mesures de l'état fondamental du  $^{11}\text{N}$ .

### *Recherche depuis un état excité*

Les décroissances deux protons issues d'états excités ont également été recherchées. Un premier exemple concerne l'état  $2+$  situé à une énergie d'excitation de 7.77 MeV dans l' $^{14}\text{O}$ , non lié de 1.2 MeV par rapport à l'émission deux protons. Expérimentalement, il a été observé par Bain et al [Bain96], et a été peuplé par la réaction  $^{13}\text{N}+p \rightarrow ^{14}\text{O}^*$ . L'énergie de séparation des coïncidences deux protons a été mesurée et le spectre obtenu (représenté en figure (1.11)) révéla la présence d'une résonance dans le noyau d' $^{14}\text{O}$  à l'énergie attendue. Une largeur de 125 eV a été déterminée pour l'émission deux protons, représentant un rapport d'embranchement de  $0.16 \pm 0.03$  %; le reste correspondant à la décroissance  $^{14}\text{O}^* \rightarrow ^{13}\text{N}+p$ . L'analyse des données a montré que la décroissance deux protons est dominée par le processus séquentiel.

Un autre exemple est l'état de  $J^\pi = 1-$  situé à une énergie d'excitation de 6.15 MeV dans le  $^{18}\text{Ne}$ . Considéré comme un cas favorable à l'émission d' $^2\text{He}$  (absence d'états intermédiaires dans le  $^{17}\text{F}$  et environ 2 MeV d'énergie de séparation entre cet état et l'état final du  $^{16}\text{O}$ ), il a été étudié par Gomez del Campo et al [Gom01], via une réaction de

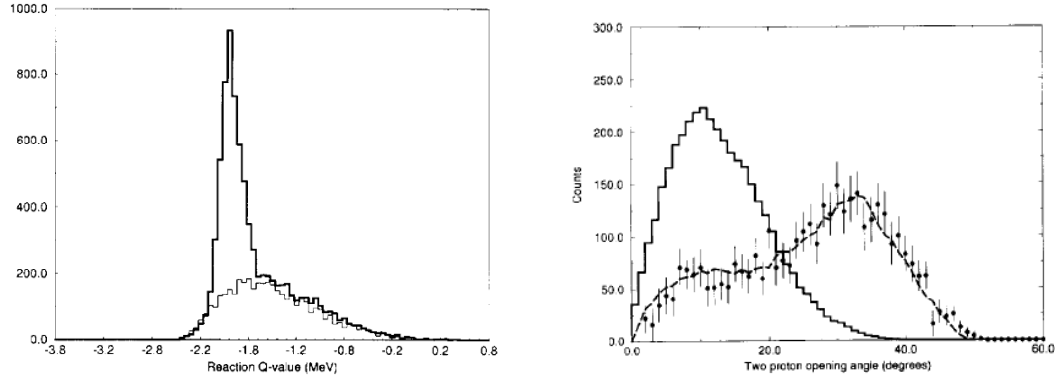


FIG. 1.11 – *A gauche* : Energie de séparation évaluée pour les évènements de coïncidence deux protons sur la résonance (ligne en gras) ou hors de la résonance (ligne claire) obtenue par [Bain96] pour la décroissance deux protons de l'état situé à une énergie d'excitation de 7.77 MeV dans l' $^{14}\text{O}$  - *A droite* : Comparaison entre les données expérimentales pour les angles d'ouverture entre les deux protons émis et les résultats de simulation dans le cas d'une émission séquentielle (tirets) et d'une émission d' $^2\text{He}$  (continu). Images tirées de [Bain96].

diffusion élastique résonante :  $^{17}\text{F}(p, ^{17}\text{F})p$ . Les coïncidences deux protons issues de cet état ont été analysées en comparant les spectres en angle et énergie des deux protons avec une simulation d'une décroissance deux protons de type "démocratique" ou de type "émission d' $^2\text{He}$ ", mais le mécanisme prédominant n'a pu être mis en évidence. La largeur d'émission deux protons a été estimée à  $21 \pm 3$  eV dans le cadre d'une émission d' $^2\text{He}$  et  $57 \pm 6$  eV pour une émission démocratique.

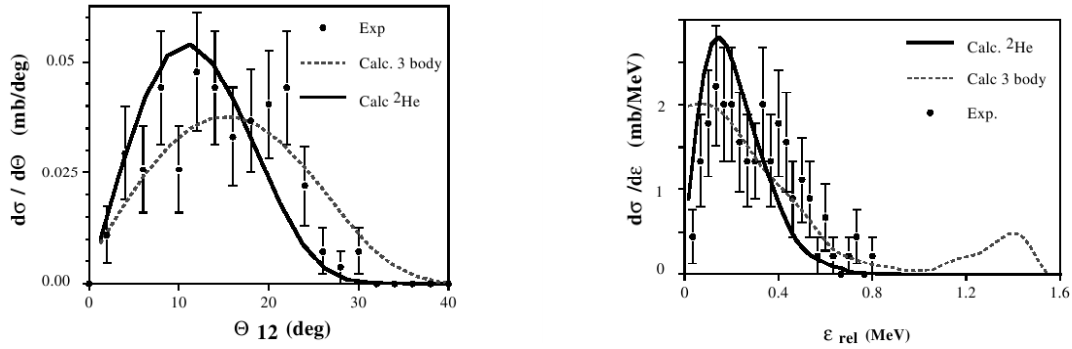


FIG. 1.12 – *A gauche* : Angle d'ouverture mesuré entre les deux protons, comparé à une simulation Monte-Carlo pour une émission de type  $^2\text{He}$  (ligne) ou démocratique (pointillés) pour la décroissance deux protons de l'état de  $J^\pi = 1^-$  situé à une énergie d'excitation de 6.15 MeV dans le  $^{18}\text{Ne}$  - *A droite* : Idem pour la distribution de l'énergie cinétique relative. Images tirées de [Gom01]

### Emission bêta retardée

La décroissance deux protons retardée a été envisagée par Goldanskii et quelques candidats ont été proposés tels que  $^{22}\text{Al}$  ou  $^{26}\text{P}$ . Le premier d'entre eux a été étudié par Cable et

al en 1983 ([Cab83], [Cab84]) et produits par la réaction de transfert  $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, p4n)^{22}\text{Al}$ . Les coïncidences deux protons observées ont été associées au peuplement de l'état fondamental et du premier état excité du  $^{20}\text{Ne}$ , suite à une décroissance séquentielle réalisée via quatre états intermédiaires dans le  $^{21}\text{Na}$ . Ce type de décroissance a ensuite été observé dans d'autres noyaux comme le  $^{26}\text{P}$ , le  $^{35}\text{Ca}$ , ou le  $^{27}\text{S}$ . (cf. [Bla08]).

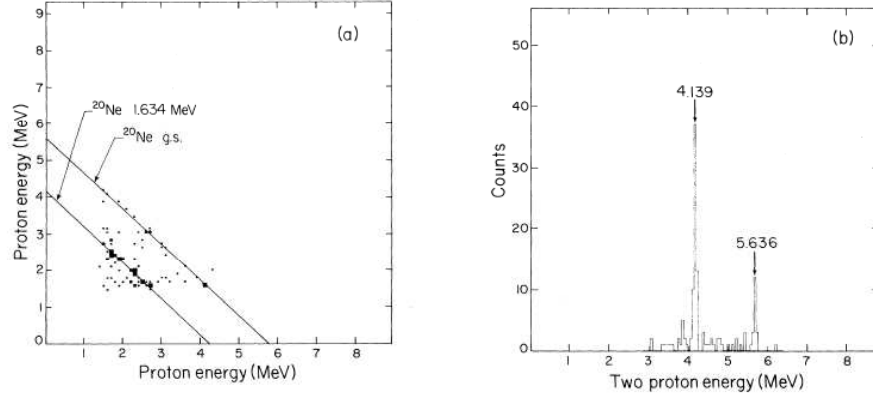


FIG. 1.13 – *A gauche* : Energie des coïncidences deux protons mesurée pour la décroissance deux protons beta retardée du  $^{22}\text{Al}$ . *A droite* : Somme des énergies des évènements deux protons. On observe deux pics situés à 4.139 et 5.636 MeV, correspondant au peuplement de l'état fondamental et du premier état excité du  $^{20}\text{Ne}$ , respectivement. Images tirée de [Cab83]

### Radioactivité deux protons

Cas particulier de l'émission deux protons, la radioactivité deux protons est définie selon V.I. Goldanskii par les conditions suivantes :

- L'énergie de séparation un proton est supérieure à l'énergie de séparation deux protons :  $B(A, Z+1) \geq B(A, Z+2)$
- L'état de départ  $(A, Z)$  et l'état intermédiaire  $(A, Z-1)$  ne se recouvrent pas ([Gol60]) et leurs énergies et largeurs vérifient :  $E(A, Z) + \frac{\Gamma(A, Z)}{2} \leq E(A, Z-1) - \frac{\Gamma(A, Z-1)}{2}$
- Le temps de vie de la réaction doit être supérieur à  $10^{-12}\text{s}$ . ([Gol88])

Suivant cette définition, les différents émetteurs présentés dans ce paragraphe ne rentrent pas dans le cadre de la radioactivité deux protons en raison de leur temps de vie ou de leur recouvrement entre états. La "vraie" radioactivité deux protons (selon la définition ci-dessus) fut découverte en 2000 au GANIL [Gio02] et à GSI [Pfü02].

Les deux expériences s'intéressèrent au noyau de  $^{45}\text{Fe}$ , produit par fragmentation d'un faisceau de  $^{58}\text{Ni}$ . Des évènements ont été mesurés à une énergie de 1.1 MeV, formant un pic étroit par rapport aux évènements de bruit (décroissance bêta) (voir figure 1.14). Un rapport d'embranchement pour la radioactivité deux protons de 70-80% a été estimé ainsi qu'un temps de vie de 3 à 5 ms. Ces résultats ont été approfondis par une expérience supplémentaire réalisée en 2004 au GANIL ([Dos05]), où 17 évènements ont été observés et analysés pour déduire un temps de vie de 1.6 ms et un rapport d'embranchement de 59 %.

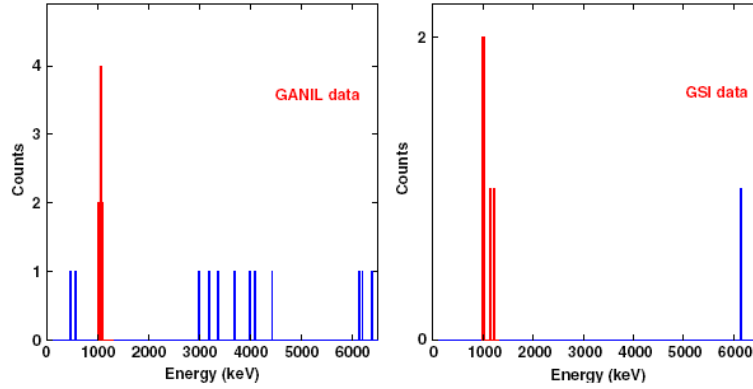


FIG. 1.14 – Spectre en énergie des évènements de décroissance du  $^{45}\text{Fe}$  pour l'expérience réalisée au GANIL et à GSI. Les évènements observés autour de 1.1 MeV correspondent à la décroissance deux protons de l'état fondamental du  $^{45}\text{Fe}$ . Image tirée de [Bla08]

Un deuxième candidat à la radioactivité deux protons a été découvert en 2004 au GANIL : le  $^{54}\text{Zn}$ . ([Bla05]) Ce noyau a été produit au cours d'une expérience de fragmentation d'un faisceau de  $^{58}\text{Ni}$  accéléré à 75 MeV/u et percutant une cible de nickel. 8 évènements deux protons ont été identifiés à une énergie de 1.48 MeV dont 7 suivis par une décroissance bêta. Un temps de vie expérimental de 3.2 ms a été déterminé ainsi qu'un rapport d'embranchement de 87 %.

## Chapitre 2

# Le cas du noyau non lié $^{15}\text{F}$

Dans le cadre de l'étude des noyaux exotiques proches de la drip-line, nous nous sommes intéressés au noyau de  $^{15}\text{F}$ . Situé deux unités au delà de la drip-line proton, soit un des plus instables étudiés à ce jour, il est un excellent candidat pour l'étude des différents phénomènes discutés précédemment. Ce chapitre fait le point sur les connaissances actuelles que nous possédons sur ce noyau, et présente les objectifs de cette thèse.

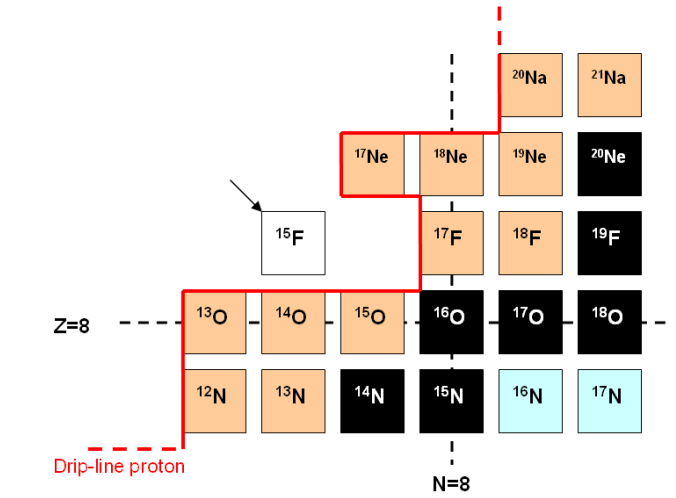


FIG. 2.1 – Section de la carte des noyaux dans la région du  $^{15}\text{F}$  ( $Z=9$ ,  $N=6$ ). La drip-line neutron est atteinte pour le  $^{31}\text{F}$  ( $Z=9$ ,  $N=22$ ).

## 2.1 Le $^{15}\text{F}$ et la drip-line proton

### 2.1.1 Les premières mesures de masse

Les premières évocations du  $^{15}\text{F}$  ont été faites dans les années 70, dans le cadre des prédictions de masse et de l'énergie de liaison. Malgré sa proximité avec le noyau doublement magique d' $^{16}\text{O}$  ( $N=8$ ,  $Z=8$ ), le  $^{15}\text{F}$  a été prédit comme fortement non lié, et son énergie de liaison a été estimée à -2.32 MeV par la formule de Kelson-Garvey ([Kel66]).

Quelques années plus tard (1978), l'expérience vint confirmer le caractère non lié du  $^{15}\text{F}$  grâce à la mesure de l'équipe de Benenson et al [Ben78] réalisée au Michigan State University Cyclotron. Les noyaux de  $^{15}\text{F}$  furent produits par la réaction de transfert  $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^8\text{Li})^{15}\text{F}$  et un excès de masse de  $16.9 \pm 0.2$  MeV fut mesuré, correspondant à une énergie de liaison de  $-1.61 \pm 0.2$  MeV. De plus, les spectres en énergie obtenus pendant l'expérience montrèrent plusieurs pics (figure 2.2), dont deux furent interprétés comme le peuplement de deux états :

- Un état large ( $\Gamma \geq 900$  keV) centré autour de  $16.9 \pm 0.2$  MeV d'excès de masse, identifié comme l'état fondamental du  $^{15}\text{F}$  (pic A)
- Un autre état plus étroit ( $\Gamma = 240 \pm 30$  keV), identifié comme le miroir du premier état excité  $5/2^+$  du  $^{15}\text{C}$  (pic B)

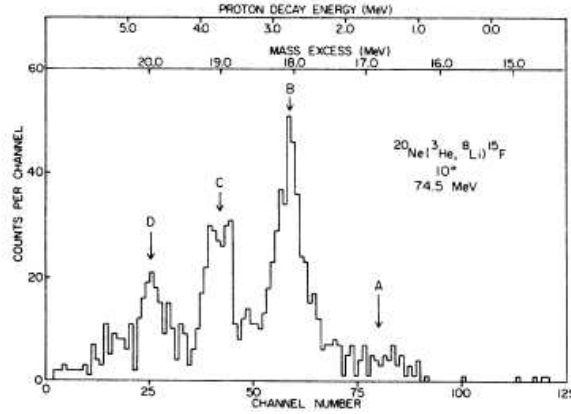


FIG. 2.2 – Spectre d'excès de masse mesuré par [Ben78] pour la réaction de transfert  $^{20}\text{Ne}(^3\text{He}, ^8\text{Li})^{15}\text{F}$ . Les pics dénotés en A et B ont été identifiés comme l'état fondamental et le premier état excité du  $^{15}\text{F}$  respectivement. Le pic C est dû à l'émission du  $^8\text{Li}$  et du  $^{15}\text{F}$  dans leurs états excités, tandis que le D est lié à une contamination expérimentale.

Une même mesure a été réalisée simultanément par le groupe de KeKelis [KeK78], avec la même réaction mais une énergie incidente différente. Ils obtinrent un excès de masse de  $16.670 \pm 0.18$  MeV, et une largeur pour l'état fondamental de  $800 \pm 300$  keV. Comme pour Benenson et al, la mesure de masse est inférieure d'au moins 1 MeV par rapport à l'estimation de Kelson-Garvey, ce qui fut expliqué par une mauvaise prise en compte de l'évolution de l'énergie coulombienne dans la formule de Kelson-Garvey, notamment à proximité des fermetures de couches.

### 2.1.2 La fermeture de couches $Z=8$

Suite au développement des recherches sur l'évolution des fermetures de couches, de nombreuses indications ont été observées en faveur de la disparition du nombre magique  $N=8$  loin de la stabilité : Des contributions  $2s_{1/2}$  non prédites ont été observées pour le  $^{11}\text{Li}$  ( $Z=3$ ,  $N=8$ ) ([Sim99]) et le  $^{12}\text{Be}$  ( $Z=4$ ,  $N=8$ ) ([Nav00]), l'énergie de séparation du  $^{15}\text{C}$  ( $Z=6$ ,  $N=9$ ) est faible et la ligne isotopique  $T_z=3/2$  ne présente pas de déficit associé à une fermeture de couches ([Pet03]).

Par effet miroir, on s'attend à observer de tels phénomènes pour le nombre magique  $Z=8$  et la ligne isotopique  $T_z=-3/2$ . Or le comportement de celle-ci est essentiellement régi par les énergies de séparation pour les noyaux non liés de  $^{11}\text{N}$  et de  $^{15}\text{F}$ . Ces énergies ont été recherchées expérimentalement et l'énergie de séparation du  $^{11}\text{N}$  a été mesurée à 1.90 MeV par [Azj90].

Pour le  $^{15}\text{F}$ , une expérience dédiée a été menée par Peters et al. ([Pet03]), où ils ont utilisé la méthode de la diffusion élastique résonante. Un faisceau d' $^{14}\text{O}$  accéléré à 7.89 MeV par nucléon a été envoyé sur une cible épaisse ( $200\mu\text{m}$ ) composée de protons afin de former un noyau de  $^{15}\text{F}$  à diverses énergies d'excitation. Les protons diffusés ont été détectés dans un dispositif  $\Delta E$ -E composé de deux détecteurs silicium 75 et  $1000\mu\text{m}$  d'épaisseur respectivement, afin de construire le spectre en énergie. Les données ont été analysées via un modèle de potentiel de Woods-Saxon plus une la contribution de coulomb et un terme décrivant le potentiel de spin-orbite. L'état fondamental et le premier état excité ont été observés à une énergie de résonance de  $1.51\pm 0.11$  MeV et  $2.853\pm 0.045$  MeV respectivement, avec des largeurs de 1.2 MeV et 340 keV respectivement. Avec cette mesure, la courbe des énergies de séparation pour la ligne isotopique  $T_z=-3/2$  ne montre pas de différence particulière pour les noyaux proches de  $Z=8$  (2.3) et donc est en faveur d'un affaiblissement de la fermeture de couches.

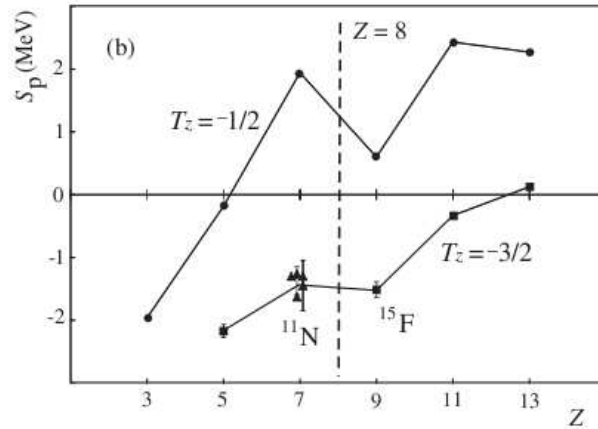


FIG. 2.3 – Energie de séparation proton pour les noyaux impairs riches en protons. Les points ronds lient la ligne d'isospin  $T_z=-1/2$  et les carrés la ligne  $T_z=-3/2$ . Figure tirée de [Pet03]

Cette observation a été confirmée quelques années plus tard par les résultats de Guo et al [Guo05]. La même méthode de diffusion élastique résonante a été utilisée mais l'analyse a cette fois été réalisée grâce au formalisme de la matrice-R. Une énergie de séparation de  $-1.23 \pm 0.05$  MeV a été mesurée, soit une valeur encore plus en faveur de la disparition de la fermeture de couches.

### 2.1.3 Structure, noyau miroir et existence d'un halo

Les dernières expériences et calculs théoriques au sujet des deux premiers états du  $^{15}\text{F}$  s'intéressèrent de près à caractériser leur structure. Par exemple, S.Grévy, O.Sorlin et N. Vinh Mau ([Gre97]) étudièrent ces états grâce à un modèle de potentiel nucléaire décrit

---

par la somme d'un potentiel de Woods-Saxon et d'un terme de surface, tel que :

$$V(r) = V_{WS}(r) + c \times a^2 \times a_v \times \left( \frac{df(r)}{dr} \right)^2 \quad (2.1)$$

avec  $c$  une constante,  $a$  la diffusivité du potentiel et  $f(r)$  une fonction de forme de Fermi.  $a_v$  représente un paramètre sans dimension, ajusté pour reproduire les énergies du noyau miroir riche en neutrons et décrivant l'influence de la surface du noyau sur le potentiel total. Des valeurs de  $|a_v|$  grandes peuvent signifier l'existence d'un halo, comme dans le cas du couple de noyaux miroirs  $^{11}\text{N}$  et  $^{11}\text{Be}$ , pour lesquels  $|a_v|$  est situé entre 4 et 10. Dans le cas du couple  $^{15}\text{C}$ - $^{15}\text{F}$ , des énergies de résonance et des largeurs sont calculées de manière à obtenir un accord raisonnable avec l'expérience en introduisant un paramètre  $a_v$  très petit ( $|a_v| \leq 1$ ). Avec cette faible valeur, les auteurs suggèrent que les noyaux de  $^{15}\text{C}$  et  $^{15}\text{F}$  se comportent comme un système à particules indépendantes, et ne disposent donc pas de halo.

Une conclusion différente a été présentée par D. Baye, P. Descouvremont et F. Leo ([Baye03]). Ceux-ci développèrent un modèle microscopique basé sur la méthode du groupe résonant (RGM) pour analyser les données de la diffusion élastique résonante  $^{14}\text{O}+p$ . Dans ce modèle, l' $^{14}\text{O}$  est décrit comme un coeur dur, et les paramètres sont ajustés sur le système miroir  $^{14}\text{C}+n$ . Les résultats proposés s'accordent bien avec les résultats expérimentaux de [Gold04], ce qui signifie que les deux premiers états du  $^{15}\text{F}$  peuvent être décrits comme un système  $^{14}\text{O}+p$ . On retrouve ici la structure du noyau miroir de  $^{15}\text{C}$ , dont les deux premiers états sont décrits comme un coeur de  $^{14}\text{C}$  autour duquel gravite un neutron faiblement lié ([Mur94]).

Ces conclusions sont appuyées par la mesure expérimentale de Goldberg et al [Gold04] de la diffusion élastique résonante  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$ . Ils mesurèrent la fonction d'excitation jusqu'à 3 MeV dans le centre de masse et analysèrent leurs résultats grâce à un modèle de potentiel Woods-Saxon complété par un terme de spin orbite. Les paramètres du modèle ont été ajustés sur le couple miroir  $^{17}\text{O}$  -  $^{17}\text{F}$  puis sur le noyau de  $^{15}\text{C}$ . Pour retrouver les valeurs expérimentales, Goldberg et al ont dû modifier la diffusivité  $a$  du potentiel nucléaire appliqué au  $^{15}\text{F}$  afin de diminuer la pente du potentiel et d'augmenter l'extension spatiale du potentiel. Or, sachant que la forme du potentiel suit de près la distribution de matière, il est possible d'interpréter cette extension comme un élargissement de la densité de matière, caractéristique du phénomène de halo. Le  $^{15}\text{F}$  disposerait-il d'une structure de halo un proton malgré son caractère non-lié ? Cette idée peut être appuyée par la structure du  $^{15}\text{C}$ , clairement identifié comme un noyau à halo un neutron ([Sau00], [Fan04]).

## 2.2 L'existence d'un canal d'émission deux protons

En raison du caractère non-lié du  $^{15}\text{F}$ , les deux états identifiés précédemment sont des émetteurs protons. Ils ne peuvent décroître par émission de deux protons, étant donné qu'ils sont situés au dessous du seuil d'émission  $^{13}\text{N}+2p$ , placé à 3.31 MeV au dessus de l'état fondamental. Cependant, on peut s'attendre à ce que tout état excité du  $^{15}\text{F}$  situé à une énergie d'excitation au dessus de 3.31 MeV soit un émetteur de deux protons. Au



cours de ce paragraphe, nous évoquons les différentes études menées au sujet de ces états situés à haute énergie.

### 2.2.1 Recherche théorique d'états excités de haute énergie

Sur le plan théorique, les premières études au sujet d'états excités de haute énergie ont été proposées par Canton et al [Can06] qui proposèrent en 2006 l'existence de trois états excités supplémentaires, de faible largeur et de parité négative. Leurs calculs étaient basés sur une théorie MCAS (multichannel algebraic scattering Theory) alliant les aspects "single particle", les modèles collectifs ainsi que le principe de Pauli. Ils utilisèrent une forme de potentiel comprenant les aspects nucléaires (potentiel de Woods-Saxon  $V_0$ ), l'interaction de spin-orbite ( $V_{so}$ ), la déformation ( $V_{ll'}$ ) et un terme original décrivant l'influence du principe de Pauli, paramétré par la valeur  $\lambda_c$  :

$$\mathbf{V}_{cc'}(r, r') = \left( V_0 \cdot v_{cc'}^0(r, \beta_2) + V_{so} \cdot v_{cc'}^{so}(r, \beta_2) + V_{ll'} \cdot v_{cc'}^{ll'}(r, \beta_2) \right) \delta(r - r') + \lambda_c A_c(r) A_c(r') \delta_{cc'} \quad (2.2)$$

avec :

- $A_r$  représentant la partie radiale et normalisée de la fonction d'onde dans un canal  $c$
- $\lambda_c$  décrivant le comportement du canal considéré envers le principe de Pauli : Pour  $\lambda_c = 0$  le peuplement des états est autorisé par Pauli. Pour  $\lambda_c \rightarrow \infty$ , les états sont interdits. Les valeurs intermédiaires ( $1\text{GeV} \geq \lambda_c \geq 0$ ) correspondent à un état intermédiaire qualifié par les auteurs de "Pauli Hindrance".

Ce modèle a été appliqué avec succès sur les diffusions de nucléons sur le noyau de  $^{12}\text{C}$  :  $n+^{12}\text{C}$  et  $p+^{12}\text{C}$  ([Pis05]) puis utilisé sur le système  $\{^{14}\text{O}+p\}$ , en ajustant les paramètres sur la diffusion de neutrons dans le système miroir  $\{^{14}\text{C}+n\}$ . La section efficace de diffusion élastique résonante a ainsi pu être calculée jusqu'à une énergie de résonance de 8 MeV dans le centre de masse, et 6 états de haute énergie ont été prédits, dont trois de spin négatif situés aux énergies de résonance de 5.49, 6.88, 7.25 MeV respectivement, tous situés au dessus du seuil d'émission deux protons (figure 2.4).

Cette étude a été discutée par H.T. Fortune et R.Sherr ([For07]). En s'appuyant sur des calculs du modèle en couches et la configuration du noyau miroir  $^{15}\text{C}$ , ceux-ci obtiennent des énergies d'excitation plus basses d'au moins 1MeV pour les trois états de parité négative considérés. L'agencement des états est toutefois prédit dans le même ordre.

### 2.2.2 Recherche expérimentale des états excités de haute énergie

Du point de vue expérimental, des indications en faveur d'états excités supplémentaires dans le  $^{15}\text{F}$  ont été récemment obtenues par Zerguerras [Zerg01] au cours d'une expérience réalisée à partir de la fragmentation d'un faisceau primaire de  $^{24}\text{Mg}$  sur une cible de  $^9\text{Be}$ . Différentes espèces ont été produites, dont du  $^{15}\text{F}$  retrouvé par coïncidences entre des noyaux de  $^{14}\text{O}$  et des protons dans les détecteurs. En plus des deux premiers états, deux autres états excités ont été mesurés (figure 2.5 à gauche) à une énergie d'excitation de 3.23 et 5.21 MeV pour une largeur de 1.25 et 1.43 MeV et interprétés comme étant les niveaux  $1/2^-$  et  $5/2^-$  respectivement. Ces résultats sont en désaccord avec les prédictions de [Can06].

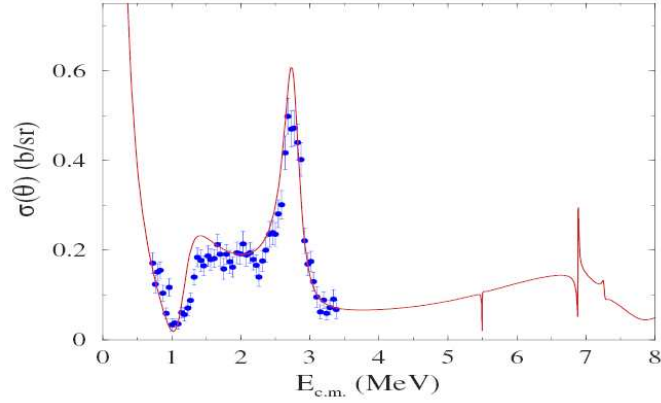


FIG. 2.4 – Section efficace pour la diffusion élastique de l' $^{14}\text{O}$  sur une cible d'hydrogène à  $147^\circ$  dans le centre de masse estimée par Canton et al (courbe solide rouge), comparée aux données expérimentales obtenues par [Gold04] (points bleus). Au dessus de 5 MeV, on observe la présence de plusieurs résonances (sous forme de creux ou pics étroits) relatifs aux états excités de haute énergie prédits pour le  $^{15}\text{F}$ . Image tirée de [Can06]

Quelques années plus tard, le  $^{15}\text{F}$  a été étudié par A.Lépine-Szily et al via la réaction de transfert  $^{16}\text{O}(^{14}\text{N}, ^{15}\text{C})^{15}\text{F}$  [Lép04]. En analysant le spectre en énergie de la réaction, ils observèrent trois pics interprétés comme trois états peuplés dans le  $^{15}\text{F}$  (figure 2.5 à droite). Deux pics ont été analysés à une énergie de résonance de 1.56 et 2.8 MeV respectivement et identifiés comme l'état fondamental et le premier état excité. Le troisième pic, moins visible (situé à gauche sur la figure 2.5 à droite), a été mesuré à une énergie de résonance de 4.8 MeV pour une largeur de 150 keV et supposé être un état de spin  $1/2^-$ .

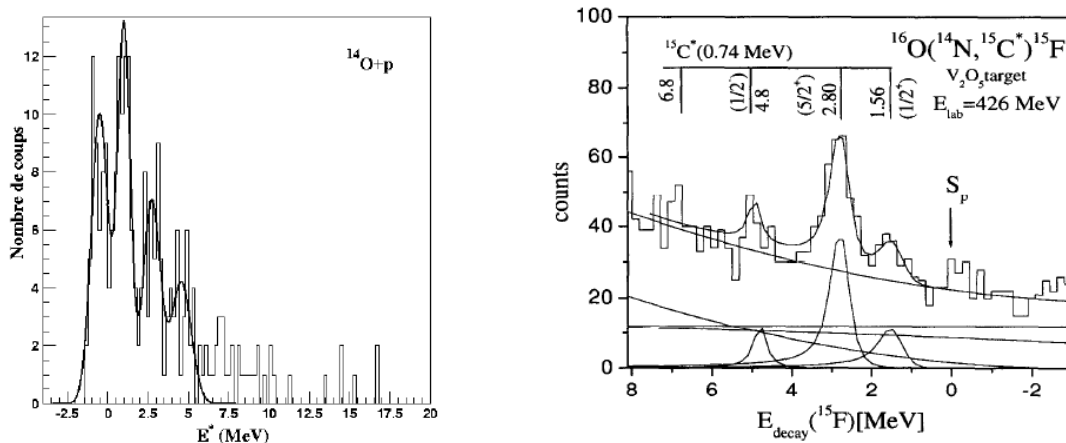


FIG. 2.5 – *A gauche* : Spectre en excès de masse reconstruit pour des événements de coïncidence  $^{14}\text{O}+p$ . Les données expérimentales ont été ajustées en introduisant quatre gaussiennes : deux relatives à l'état fondamental et au premier état excité du  $^{15}\text{F}$ , et deux correspondant à deux états excités inconnus. Image tirée de [Zerg01] - *A droite* : Spectre en énergie de la réaction  $^{16}\text{O}(^{14}\text{N}, ^{15}\text{C})^{15}\text{F}$ . Outre les pics relatifs à l'état fondamental et au premier état excité, un troisième pic relatif à un nouvel état excité situé à 4.8 MeV d'énergie de résonance. Image tirée de [Lép04]

Deux niveaux supplémentaires ont également été observés par I.Mukha et al [Muk08] au cours d’une récente expérience cherchant l’émission deux protons à partir de l’état fondamental du  $^{16}\text{Ne}$ . En voulant reproduire les pics observés pour les événements de décroissance, deux niveaux supplémentaires ont dû être introduits dans le spectre du  $^{15}\text{F}$ , aux énergies de résonance de 4.90 et 6.4 MeV. Le premier de ces niveaux peut s’accorder avec les prédictions de Fortune et Sherr [For07] pour l’état  $\frac{1}{2}^-$ .

ref.		$1/2^-$		$5/2^-$		$3/2^-$	
		$E_R$	$\Gamma$	$E_R$	$\Gamma$	$E_R$	$\Gamma$
[Can06]	th.	5.49	5	6.88	10	7.25	40
[For07]	th.	4.63	55	5.92	6	3.60	180
[Zerg01]	exp.	4.22	1250	6.19	1430	-	-
[Lép04]	exp	4.8	150	-	-	-	-
[Muk08]	exp.	4.90	200	(6.4 ?)	(200 ?)	(6.4 ?)	(200 ?)

FIG. 2.6 – Energie (en MeV), largeurs (en keV) et spins, prédits théoriquement ("th") ou mesurés expérimentalement ("exp.") pour les 3 premiers états excités de parité négative du  $^{15}\text{F}$ .

L’ensemble des résultats expérimentaux et calculs théoriques pour les états excités de haute énergie du  $^{15}\text{F}$  sont rassemblés en table 2.6.

## 2.3 Les objectifs de cette thèse

Cette thèse s’inscrit dans la recherche expérimentale des états excités de haute énergie du  $^{15}\text{F}$  et l’étude de leurs propriétés. Pour des raisons pratiques qui seront discutées au chapitre 3, nous avons limité notre étude à une gamme d’énergies de résonance inférieures à 5.6 MeV ; et pris comme objectif principal la mesure du deuxième état excité supposé de spin  $1/2^-$ . Bien que nous discuterons des différentes problématiques traitées au cours de ce chapitre, nous nous sommes concentrés sur trois objectifs liés à cet état.

### 2.3.1 La mesure expérimentale d’une résonance destructive étroite

Sur la fonction d’excitation estimée par Canton et al pour la réaction  $^{14}\text{O}+p$ , figure 2.4, le deuxième état excité apparaît autour de 5.5 MeV d’énergie de résonance comme d’un creux étroit où la section efficace diminue localement. Expérimentalement, ce type de résonance se présente sous forme d’un déficit localisé d’événements, un objet souvent difficile à identifier dans le fond Rutherford et le bruit statistique. L’observation de cette résonance représente donc un défi expérimental, d’autant plus que la largeur estimée est de l’ordre de quelques dizaines de keV. Notre premier objectif sera donc de l’observer et d’être capable de mesurer ses propriétés. Dans ce but, nous devons utiliser une méthode permettant une mesure précise de la fonction d’excitation et d’un dispositif de détection avec une résolution de quelques dizaines de keV.

---

### 2.3.2 La compréhension de sa structure

Lorsque l'on étudie les largeurs théoriques pour les états excités de parité négative, nous remarquons que leur largeur est très inférieure (quelques dizaines de keV) à celle de l'état fondamental (environ 1MeV) et du premier état excité (300keV). Les états sont plus étroits et disposent (selon le principe d'Heisenberg) d'un temps de vie plus long que l'état fondamental. C'est donc une propriété particulièrement frappante qui s'oppose à ce que l'on observe habituellement. En conséquence, il doit y avoir dans ces états un phénomène "structurel" permettant "d'allonger le temps de vie". Un de nos objectifs sera donc de mettre en évidence cette propriété et d'expliquer son origine.

### 2.3.3 La recherche d'une voie de décroissance deux protons

Nous avons évoqué au paragraphe précédent que tout état excité du  $^{15}\text{F}$  situé à une énergie de résonance supérieure à 4.62 MeV peut potentiellement décroître par émission deux protons. Prédit à une énergie de résonance située entre 4.63 et 5.49 MeV, le deuxième état excité est donc un émetteur potentiel.

De plus, cet état présente diverses conditions favorisant la décroissance :

- Le moment angulaire associé à la décroissance deux protons est  $l=0$  (cas le plus favorable)
- Pour le noyau miroir  $^{15}\text{C}$ , la largeur réduite associée au canal de décroissance neutron du deuxième état excité a été mesurée à 0.0075 ([Gar74]) ce qui signifie que le deuxième état excité du  $^{15}\text{C}$  ne se décrit pas bien comme un système  $\{^{14}\text{C}+n\}$  et donc que la décroissance neutron n'est pas favorisée. Cette propriété devrait se retrouver dans le niveau miroir (deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ ) et donc limiter la décroissance d'un seul proton.
- L'estimation théorique du facteur spectroscopique de cet état pour la décroissance deux protons a donné une valeur proche de 1, favorisant cette décroissance.

Nous disposons donc d'un état où le canal deux protons est ouvert, où la décroissance n'est pas gênée par les moments angulaires et dont la structure favorise cette décroissance. Si nous réussissons à peupler correctement cet état, il serait donc possible de mesurer des événements deux protons, puis d'étudier leurs propriétés (corrélations, angles d'émission, etc). Notre objectif est donc d'arriver à peupler cet état, d'observer des événements de décroissance deux protons et de caractériser cette décroissance (largeur partielle et largeurs réduite associées).

### 2.3.4 En résumé

Afin de répondre à ces divers objectifs, cette thèse consiste en la conduite et la réalisation d'une expérience de diffusion élastique résonante permettant d'observer le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . L'analyse des données recueillies sera menée dans deux directions :

- La détermination des propriétés du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  : énergie de résonance, largeur, spin, facteur spectroscopique et leur interprétation en terme de structure de l'état.
- La recherche d'événements de décroissance deux protons issus de cet état et l'estimation de la largeur associée à cette décroissance.

# Chapitre 3

## Aspects expérimentaux

Une expérience a été menée afin d'étudier le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  et ses voies de décroissance. Elle a été conduite au GANIL en octobre 2007 sur la ligne LISE. Au cours de ce chapitre, nous présentons la méthode retenue pour cette expérience, le dispositif utilisé, ainsi que le programme de simulation associé.

### 3.1 La méthode : diffusion élastique résonante

Le  $^{15}\text{F}$  est un noyau non lié qui ne peut être étudié au moyen d'un faisceau ou d'une cible de  $^{15}\text{F}$ . Les produits de sa décroissance sont donc les objets de la mesure. A partir de leurs caractéristiques (énergie, distribution angulaire, taux de production) nous devons être capable de remonter sans ambiguïté aux propriétés des états excités du  $^{15}\text{F}$  : l'énergie, la largeur et le spin. A cette fin, la méthode retenue est la diffusion élastique résonante.

#### 3.1.1 Description de la diffusion élastique résonante

A basse énergie, la voie de réaction la plus probable, et le plus souvent la seule possible, est celle de la diffusion élastique coulombienne. Elle correspond à l'interaction entre deux objets (noyaux, particules) qui se repoussent sans modifier leur nature. Les trajectoires des objets peuvent être calculées de manière exacte et la section efficace différentielle est décrite par la formule de la diffusion de Rutherford [Dar14] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{Rutherford}} = \left( \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{E \cdot \sin(\theta/2)} \right)^2 \quad (3.1)$$

Cette formule est valable pour diverses conditions expérimentales et particulièrement à basse énergie, en dessous de 10 MeV par nucléon. Dans ce cadre, l'évolution de la section efficace différentielle en fonction de l'énergie cinétique de la particule incidente, appelée *fonction d'excitation*, se décrit simplement sous la forme d'une courbe décroissante en  $\frac{1}{E^2}$ .

Expérimentalement, ce modèle ne décrit pas parfaitement la diffusion élastique. En effet, à certains énergies, il apparaît dans la section efficace de diffusion des variations soudaines, localisées, se présentant sous la forme de pics constructifs ou destructifs. Ces variations sont appelées *résonances* et apparaissent par exemple sur forme de pic comme montré sur la figure 3.1. Ces déviations ont été interprétées en 1934 par Wentzel comme étant

une manifestation de la structure d'un noyau composé formé par les particules incidentes : Lorsque les noyaux incidents A et B se rencontrent à une certaine énergie, ils peuvent créer un noyau  $C = \{A+B\}$  dans un de ses états propres. Ces états propres sont instables et se caractérisent par un temps de vie limité, inversement proportionnel à la largeur de l'état (principe d'Heisenberg) :

$$\Delta E \cdot \Delta T > \hbar \quad (3.2)$$

Une fois formé, le noyau C va se déexciter par différentes voies telles que l'émission gamma ou de particules, mais parfois, il réémet exactement les noyaux A et B qui l'ont constitué avec une énergie égale à l'énergie à laquelle il a été formé. C'est la diffusion élastique résonante.

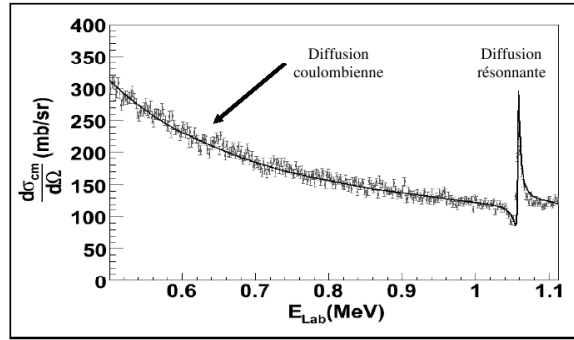


FIG. 3.1 – Fonction d'excitation mesurée pour la diffusion élastique  $^{14}\text{N}(p,p)^{14}\text{N}$  [Stefan]. La section efficace décroît suivant une loi en  $\frac{1}{E^2}$ , mais à l'énergie de 1.06 MeV on observe une variation brutale, correspondant à un état excité résonant de l' $^{15}\text{O}$ , de largeur 3.6 keV.

La section efficace associée aux résonances n'est pas décrite par la formule Rutherford. Un autre formalisme doit être utilisé comme celui développé par P. Breit et E. Wigner où la section efficace de la résonance se décrit par :

$$\sigma_{\text{Breit-Wigner}} = \pi \cdot \bar{\lambda}^2 \cdot \omega \cdot \frac{\Gamma_{AB}^2}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}} \quad (3.3)$$

avec

- $E_R$  représente l'énergie de la résonance dans le centre de masse.
- $\Gamma_{AB}$  est la largeur partielle de la voie  $A + B \rightarrow C$
- $\Gamma_{tot}$  est la largeur totale du niveau considéré.
- $\bar{\lambda}$  est la longueur d'onde de de Broglie
- $\omega$  est un facteur statistique défini par :

$$\omega = \frac{2J_R + 1}{(2J_B + 1) \cdot (2J_A + 1)} \quad (3.4)$$

avec  $J_A$ ,  $J_B$ , les spins des noyaux A et B,  $J_R$  le spin de la résonance considérée.

Cette formule s'applique essentiellement dans le cas de résonances étroites ( $\Gamma_{tot} \leq E_R$ ) et isolées. Dans le cas de résonances proches, il faut aussi décrire les interactions entre les résonances. La section efficace totale de la diffusion élastique résonante s'exprime alors par

l'addition (au sens des amplitudes de probabilités) de la formule de Rutherford et de la formule 3.3.

Les expériences de diffusion élastique résonante se basent sur ces mécanismes : en réalisant une diffusion de particules (ou de noyaux) sur un noyau à différentes énergies, il est possible de sonder le noyau composé à différentes énergies d'excitation. La mesure des particules et noyaux diffusés permet donc de mesurer la fonction d'excitation de la réaction de diffusion élastique et d'observer les résonances relatives aux états peuplés dans le noyau composé.

### 3.1.2 Eléments d'analyse de la diffusion élastique résonante

Une fois l'expérience réalisée, les données mesurées doivent être analysées pour extraire les valeurs ou propriétés attendues. Dans le cadre de la diffusion élastique résonante, l'analyse peut être basée sur un formalisme particulier (théorie de la matrice R) ou peut tout simplement se réaliser via l'étude graphique de la fonction d'excitation.

#### 3.1.2.1 Analyse "graphique"

Lorsque l'on mesure la fonction d'excitation de la diffusion élastique d'un noyau, il apparaît parfois des résonances relatives à la structure du noyau composé. Celles-ci ont des propriétés (position, largeur, forme) directement liées à celles des états du noyau formé :

- La position en énergie de la résonance observée dans le centre de masse est égale à l'énergie de résonance de l'état. Cette position peut être trouvée graphiquement en reconstruisant approximativement le pic par une forme gaussienne ou une distribution de Breit-Wigner.
- La largeur de la résonance peut être retrouvée approximativement en reconstruisant le pic observé : Dans le cas d'une forme gaussienne, elle est égale à la largeur à mi hauteur ou au paramètre  $\Gamma$  dans le cas d'une distribution de Breit-Wigner.
- Le spin de l'état considéré peut être estimé grâce à l'analyse de la forme de la résonance. Une simulation de résonance en fonction du spin est donnée en figure 3.2 pour la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(p,p)^{14}\text{O}$ . Sur cette figure, les formes et la valeur de la section efficace varient énormément en fonction des spins, ce qui permet une bonne détermination des spins.

Ainsi, avec seulement une étude "graphique" de la fonction d'excitation, il est possible de remonter assez bien à trois propriétés des états étudiés : l'énergie d'excitation, la largeur et le spin. Ces déductions sont souvent confirmées par une analyse plus fine des données expérimentales.

#### 3.1.2.2 Le formalisme de la matrice R

D'un point de vue plus formel, la diffusion élastique résonante est bien décrite par la théorie de la matrice R. Proposée par Wigner et Eisenbud [Wig47] puis développée par



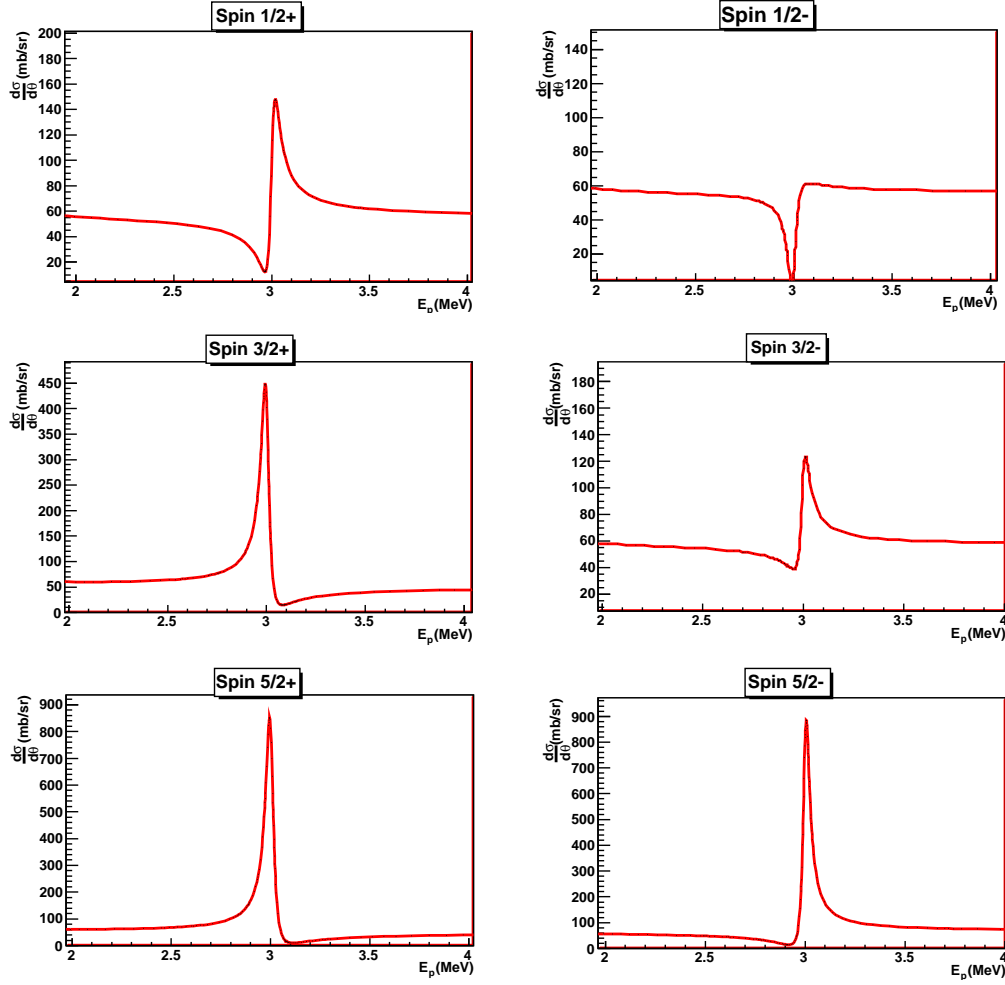


FIG. 3.2 – Simulation d’une résonance formée par la diffusion élastique résonante  $^{14}\text{O}(p,p)^{14}\text{O}$ , située à  $E_R=3$  MeV, de largeur 50keV, en fonction du spin et de la parité de l’état peuplé. On observe que la forme de la résonance change fortement en fonction du  $J^\pi$ . Les énergies sont données dans le centre de masse.

Lane et Thomas [Lane58], celle-ci permet de décrire pratiquement toutes les réactions nucléaires se produisant à basse et moyenne énergie telles que les diffusions (élastiques et inélastiques) ou les réactions de transfert.

Ce formalisme se base sur la formation d’un noyau composé et sur l’indépendance des voies de sorties par rapport aux voies d’entrées, et entre voies de sorties. Il prend en compte toutes les contributions intervenant dans une réaction de diffusion élastique, c’est à dire la contribution coulombienne, la diffusion sur le potentiel nucléaire, la formation du noyau composé mais aussi les interférences entre les termes et entre états résonants.

Dans le cadre de cette thèse, nous utiliserons le code Anarki (Analyse en matrice R par minimisation du  $\chi^2$ ) pour réaliser notre analyse. Développé par E.Berthoumieux, ce code calcule la section efficace différentielle pour divers types de réactions dont la diffusion élastique résonante. Pour démarrer un calcul, il suffit d’introduire les paramètres suivants :

- une description du projectile : nombre de masse, spin, numéro atomique, énergie de liaison, parité.



- une description du noyau cible.
- une description du noyau composé et de ses niveaux d'énergie (énergie d'excitation, largeur, spin, parité)

Avec ces paramètres, il est possible de calculer la sections efficace de diffusion élastique résonante pour n'importe quel système et à n'importe quel angle et énergie. Le résultat est donné en millibarn par stéradian, dans le référentiel du laboratoire en cinématique directe. Pour déterminer les propriétés des états observés expérimentalement, on peut procéder par comparaisons itératives entre les calculs d'Anarki et les données expérimentales afin d'ajuster les paramètres du code pour reproduire au mieux les données. Le meilleur accord donnera les valeurs expérimentales pour la position, la largeur, le spin et la parité de chaque état.

### 3.1.3 Choix de la diffusion élastique résonante

Nous avons choisi la méthode de la diffusion élastique résonante pour l'étude des états du  $^{15}\text{F}$  pour plusieurs raisons :

- Cette méthode permet de peupler des noyaux instables à diverses énergies, ce que nous voulons faire pour les noyaux de  $^{15}\text{F}$
- Les propriétés du  $^{15}\text{F}$  peuvent être analysées à partir de la fonction d'excitation, c'est à dire de la mesure de l'énergie et de l'angle des protons diffusés.
- Les précédentes expériences de diffusion élastique résonante ont montré que cette réaction offre une section efficace importante (en moyenne quelques centaines de millibarns par stéradian). Cette grande section efficace est essentielle pour obtenir une statistique suffisante.
- La résolution dans le centre de masse peut atteindre quelques keV, même en utilisant une cible épaisse. Cette bonne résolution est indispensable pour observer le deuxième état excité de largeur égale à quelque keV.
- Cette méthode a déjà été utilisée dans des expériences précédentes pour étudier les deux premiers états du  $^{15}\text{F}$  ([Gold04],[Pet03],[Guo05]). Les résultats obtenus dans ces expériences disposent de barres d'erreur inférieures à 100keV, soit une bonne précision par rapport aux réactions de transfert. Cette précision est importante pour déterminer correctement l'énergie de résonance du deuxième état excité.

### 3.1.4 Application à notre cas

La réaction que nous souhaitons réaliser est une diffusion de protons sur des ions d' $^{14}\text{O}$ . Or, le noyau d' $^{14}\text{O}$  possède un temps de vie de 70.6s et ne peut donc être utilisé comme cible. Pour résoudre ce problème, nous devons donc utiliser ce noyau comme projectile et des protons en tant que cible. Cette méthode s'appelle la cinématique inverse.

La réaction de diffusion élastique résonante utilisée :  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$  se décrit du point de vue cinématique comme un processus à trois étapes. Un schéma de ce processus est donné en figure 3.3. Les noyaux d' $^{14}\text{O}$  sont accélérés à une énergie  $E_{^{14}\text{O}} = \frac{1}{2}m_{^{14}\text{O}}V^2$  et la cible est composée de protons (au repos).

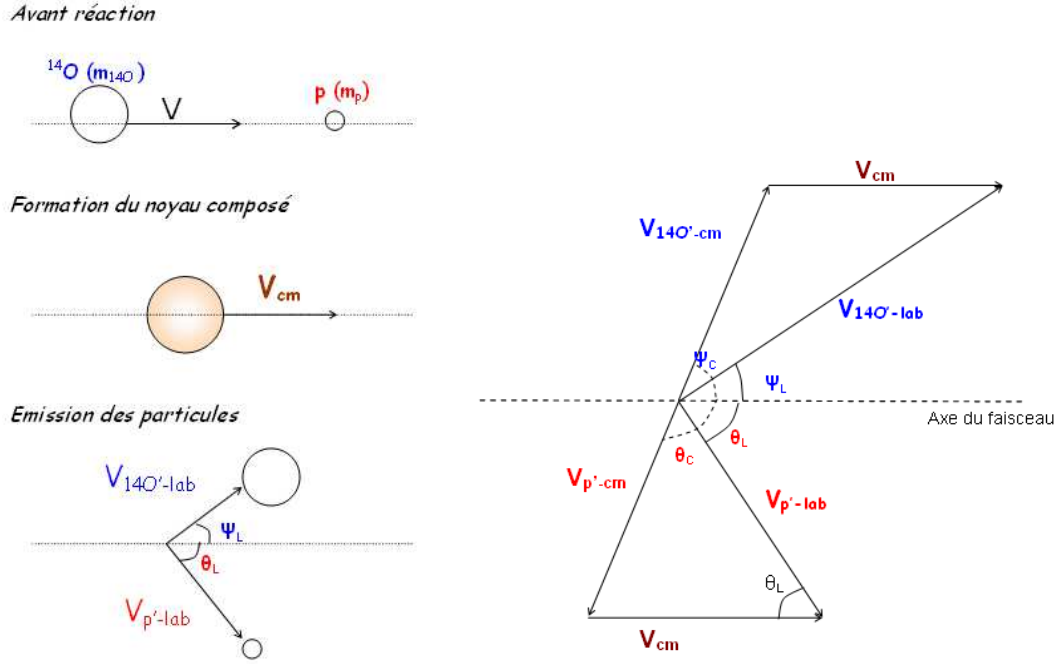


FIG. 3.3 – *A gauche* : Schématisation des étapes de la diffusion élastique résonante. *A droite* : Schéma représentant les vitesses et angles d'émission (après réaction) dans les référentiels du centre de masse (référéncés C) et du laboratoire (référéncés L).

L'énergie du noyau composé se déduit de l'énergie du noyau incident par la formule suivante :

$$E_{cm} = \frac{m_{14O}}{(m_{14O} + m_p)} \cdot E_{14O} \quad (3.5)$$

Les vitesses des particules émises vérifient les relations suivantes :

$$\vec{V}'_{14O-lab} = \vec{V}'_{14O-cm} + \vec{V}_{cm} \quad (3.6)$$

$$\vec{V}'_{p-lab} = \vec{V}'_{p-cm} + \vec{V}_{cm} \quad (3.7)$$

Comme l'impulsion totale dans le centre de masse est nulle et le proton est au repos avant la réaction, la norme de la vitesse du proton diffusé dans le centre de masse  $|\vec{V}'_{p-cm}|$  est égale à la norme de la vitesse du centre de masse  $|\vec{V}_{cm}|$ . Dans ces conditions, le triangle formé par les vecteurs  $\vec{V}'_{p-cm}$ ,  $\vec{V}'_{p-lab}$  et  $\vec{V}_{cm}$  est isocèle, donc l'angle ( $\vec{V}'_{p-cm}$ ,  $\vec{V}'_{p-lab}$ ) est égal à  $\theta_L$ , d'où l'égalité :

$$\theta_L = \frac{\theta_C}{2} \quad (3.8)$$

Le proton diffusé est donc toujours envoyé vers l'avant dans le laboratoire, ce qui signifie qu'il suffit de couvrir la moitié de l'espace pour détecter l'ensemble des protons diffusés. De plus, ce phénomène augmente l'efficacité géométrique des détecteurs placés vers l'avant.

L'énergie du proton diffusé dans le laboratoire se déduit simplement de l'équation 3.7. La relation obtenue dépend de l'énergie des noyaux incidents et de l'angle d'émission dans

le laboratoire :

$$E'_{lab} = 4 \cdot \frac{m_{14O} \cdot m_p}{(m_{14O} + m_p)^2} \cdot E_{14O} \cdot \cos(\theta_L)^2 \quad (3.9)$$

Nous remarquons immédiatement que l'énergie du proton diffusé est maximale pour une diffusion vers l'avant dans le laboratoire (angle  $\theta_L$  nul) et diminue avec l'angle jusqu'à s'annuler à 90 degrés.

En combinant les équations 3.5 et 3.9, on peut exprimer l'énergie des protons diffusés dans le laboratoire à zéro degré en fonction de l'énergie dans le centre de masse :

$$E_{lab} = \frac{4 \cdot m_{14O}}{m_{14O} + m_p} E_{cm} \quad (3.10)$$

L'énergie dans le centre de masse est approximativement 4 fois plus petite que celle dans le laboratoire, ce qui signifie qu'un détecteur possédant une résolution  $R$  dans le laboratoire, dispose d'une résolution égale à environ  $R/4$  dans le centre de masse. Ceci permet d'obtenir de très bonnes résolutions dans le centre de masse.

## 3.2 Le dispositif expérimental

### 3.2.1 Production du faisceau

Pour la mesure  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$ , nous avons choisi d'utiliser un faisceau d' $^{14}\text{O}$  produit par l'installation SPIRAL au GANIL. Une énergie de 6MeV/u a été retenue. Il s'agit d'un compromis entre :

- la nécessité de former des noyaux de  $^{15}\text{F}$  à une énergie d'excitation suffisante pour observer le deuxième état excité.
- la volonté de limiter l'influence des canaux inélastiques correspondant au peuplement d'états excités de  $^{14}\text{O}$ . Ces canaux peuvent apparaître à haute énergie d'excitation et gêner la mesure des états du  $^{15}\text{F}$ .

Pour tester la validité du dispositif expérimental et étalonner les détecteurs, notre mesure  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$  a été précédée par la mesure d'une réaction de diffusion élastique résonante similaire, bien connue, en utilisant un faisceau stable. Notre choix s'est donc porté sur la réaction  $^{14}\text{N}(p, ^{14}\text{N})p$ , avec la même énergie incidente (6MeV/u), qui a déjà fait l'objet d'études par le passé ([West69], [Oln58]). Le schéma de production de ces deux faisceaux est décrit en figure 3.4 et décrit dans les paragraphes suivants.

#### 3.2.1.1 L'installation GANIL

Le GANIL est une installation fournissant des faisceaux stables accélérés à des énergies intermédiaires (entre 30 et 95 MeV par nucléon). Depuis 2001 il est complété par l'installation SPIRAL qui permet de produire des faisceaux radioactifs à des énergies comprises entre 1.7 MeV et 25MeV par nucléon à partir d'un faisceau stable généré par l'installation primaire.

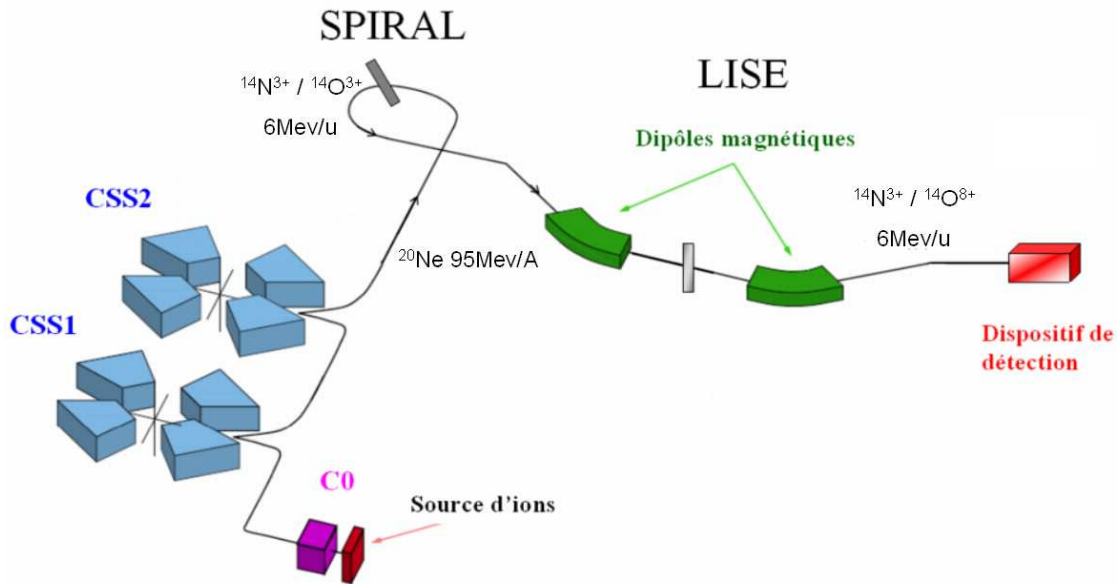


FIG. 3.4 – Schéma de production des faisceaux utilisés : Un faisceau primaire de  $^{20}\text{Ne}$  est produit par la source d'ions et accéléré par C0 puis CSS1 et CSS2 à  $95\text{ MeV/A}$ . Ce faisceau est envoyé dans l'installation SPIRAL pour produire par fragmentation sur une cible de carbone des noyaux d' $^{14}\text{N}$  ou d' $^{14}\text{O}$  avec un état de charge  $3+$ . Le faisceau est ensuite post-accéléré jusqu'à  $6\text{ MeV/u}$  par le cyclotron CIME. Une feuille d'Al placée à l'entrée de LISE est utilisée pour le faisceau d' $^{14}\text{O}$  afin d'éplucher les ions et de produire un état de charge  $8+$ . Après sélection dans les deux dipôles de LISE, les ions sont envoyés dans le dispositif expérimental.

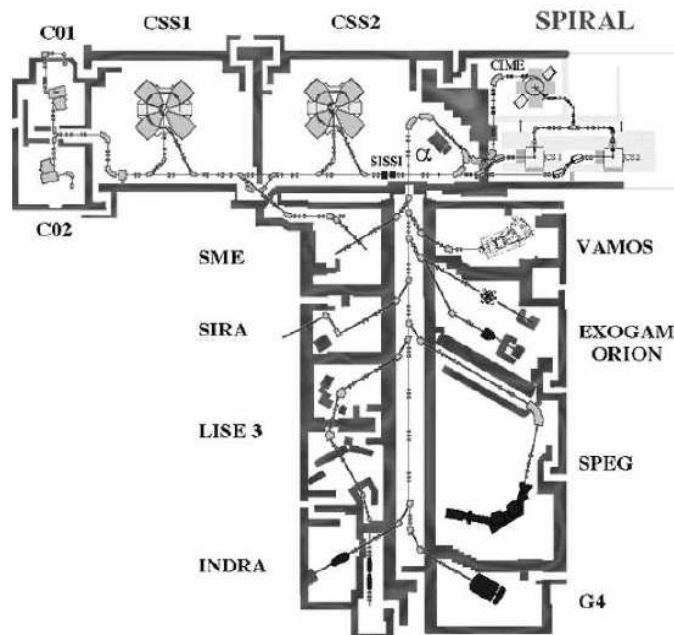


FIG. 3.5 – Plan des installations GANIL

L'installation GANIL est pourvue d'une source ECR (Electron cyclotron resonance) fonctionnant sur le principe suivant : Un champ magnétique confine les atomes source (produits à partir de gaz ou de métaux selon l'espèce) dans un volume délimité. Ces atomes sont chauffés puis ionisés par une onde haute fréquence afin de former un plasma composé d'ions et d'électrons. Les ions sont ensuite triés selon leur charge électrique et extraits du plasma par un champ magnétique. Le faisceau ainsi constitué subit une première accélération dans le cyclotron C0 puis est conduit dans les deux cyclotrons à secteurs séparés : CSS1 et CSS2. Ceux-ci accélèrent le faisceau jusqu'à environ  $c/3$ . Ce faisceau est ensuite envoyé dans les aires d'expérience pour utilisation immédiate, ou dans l'installation SPIRAL.

Dans l'installation SPIRAL, ce faisceau primaire est envoyé sur une cible épaisse pour produire par réactions nucléaires, diverses espèces radioactives. Les espèces d'intérêt sont extraites de la cible épaisse puis ionisées et post-accélérées dans le cyclotron CIME. Le faisceau secondaire ainsi constitué est ensuite envoyé dans les aires d'expérience.

Dans le cadre de notre expérience, les faisceaux utilisés ont été produits à partir d'un faisceau primaire de  $^{20}\text{Ne}$  accéléré à 95 MeV/A. Ce faisceau a été envoyé sur une cible de carbone dans l'installation SPIRAL pour produire des noyaux d' $^{14}\text{N}^{3+}$  ou  $^{14}\text{O}^{3+}$  à 6 MeV/u, extraits par la méthode ISOL. Après accélération, le faisceau secondaire a été envoyé dans la ligne LISE pour une sélection fine des noyaux d'intérêt.

### 3.2.1.2 La Ligne LISE

LISE est un spectromètre magnétique dédié à la production et sélection de faisceaux radioactifs d'une grande pureté (figure 3.6). Son acceptation est de  $\pm 2.5\%$  en moment soit environ  $\pm 5\%$  sur les énergies. Lorsque le spectromètre est utilisé en production, il dispose en entrée d'une cible permettant la production de diverses espèces par fragmentation d'un faisceau primaire.

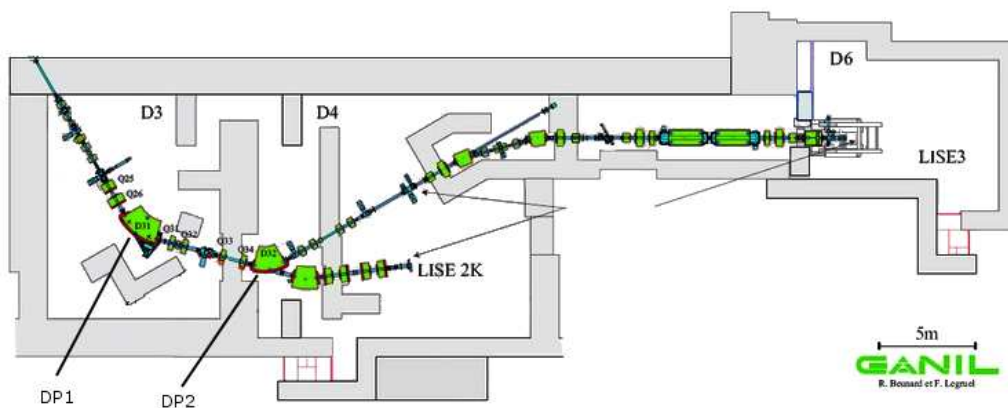


FIG. 3.6 – Plan de la ligne LISE. Dans le cadre de cette expérience nous avons utilisé la ligne LISE 2000.

Après la "boîte à cible" contenant une feuille mince (le stripper), les espèces sont dirigées

jusqu'au premier dipôle (DP1) qui réalise une sélection des particules suivant leur rigidité magnétique  $B.\rho$  définie par :

$$B.\rho = \frac{m.v}{q} \quad (3.11)$$

Seules les espèces avec un  $B.\rho$  en accord avec celui du dipôle continuent leur parcours dans l'installation tandis que les autres sont déviées hors de la ligne et stoppées par des fentes. Entre les deux dipôles un dégradeur peut être inséré pour ralentir les espèces en fonction de leur vitesse et masse (donc modifier le  $B.\rho$ ) et faciliter leur séparation. Il n'a pas été utilisé dans notre expérience.

Les particules restantes sont ensuite envoyées dans le deuxième dipôle (DP2) qui sélectionne une nouvelle fois les espèces selon leur  $B.\rho$ . De plus, il corrige la dispersion des trajectoires introduites par le premier dipôle et permet d'orienter les noyaux désirés sur un point focal (cibles, détecteurs d'identification, etc).

Suite à ce premier étage, le faisceau a été envoyé dans une première zone d'expérience (D4), constituant la partie LISE 2000, pour utilisation. Pour assurer la pureté du faisceau d' $^{14}\text{O}$ , un état de charge  $8^+$  a été sélectionné grâce à une feuille mince d'Al ( $0.9 \mu\text{m}$ ) de type "stripper" placée entre les deux dipôles.

### 3.2.1.3 Caractéristiques des faisceaux obtenus

La mesure de la pureté et de l'intensité du faisceau a été réalisée grâce à un détecteur silicium placé devant le dispositif expérimental. Le faisceau d' $^{14}\text{N}$  a été produit dans un état de charge  $3^+$  à très haute intensité (environ  $10^8 \text{pps}$ ) et grande pureté. Il a été utilisé pendant une durée de 24 heures, avant l'utilisation du faisceau d' $^{14}\text{O}$ .

Pour le faisceau d' $^{14}\text{O}^{8+}$ , une intensité maximale de  $1.88 \times 10^5$  particules par seconde a été mesurée. Une contamination en  $^{14}\text{N}$  inférieure à un pourcent a été obtenue. Sur les spectres d'identification (énergie, temps de vol) une grande dispersion dans les temps de vol a été observée et estimée à 50ns. Cet étalement en temps est dû à :

- La dispersion en énergie inhérente à l'accélérateur, environ égale à :

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \frac{1}{500} \quad (3.12)$$

induisant une dispersion en vitesse de  $3.3 \times 10^{-3} \text{ cm/ns}$  à l'énergie choisie. Après conduction du faisceau de la source à la zone d'expérience, cela équivaut à un écart sur les temps de vol de environ 5ns.

- La dispersion en temps inhérente à la génération du faisceau par le cyclotron CIME.

### 3.2.2 La cible

Afin de balayer toutes les énergies accessibles dans le centre de masse en utilisant une seule énergie de faisceau, nous avons choisi d'utiliser une cible de polypropylène ( $\text{CH}_n$ ) suffisamment épaisse pour arrêter le faisceau, mais limitée -en épaisseur- pour ne pas dégrader la mesure (pertes, straggling). Les épaisseurs minimales pour arrêter le faisceau ont été



estimée à 167 et 133 $\mu\text{m}$  pour le  $^{14}\text{N}$  à 6MeV/u et l' $^{14}\text{O}$  à 6MeV/u respectivement. D'une manière pratique, nous disposons de feuilles de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et les avons juxtaposées selon le schéma donné en figure 3.7 à gauche. La feuille "D" fut retirée pour la mesure avec le faisceau d' $^{14}\text{O}$  afin de minimiser les pertes des protons diffusés dans la cible et d'améliorer la résolution.

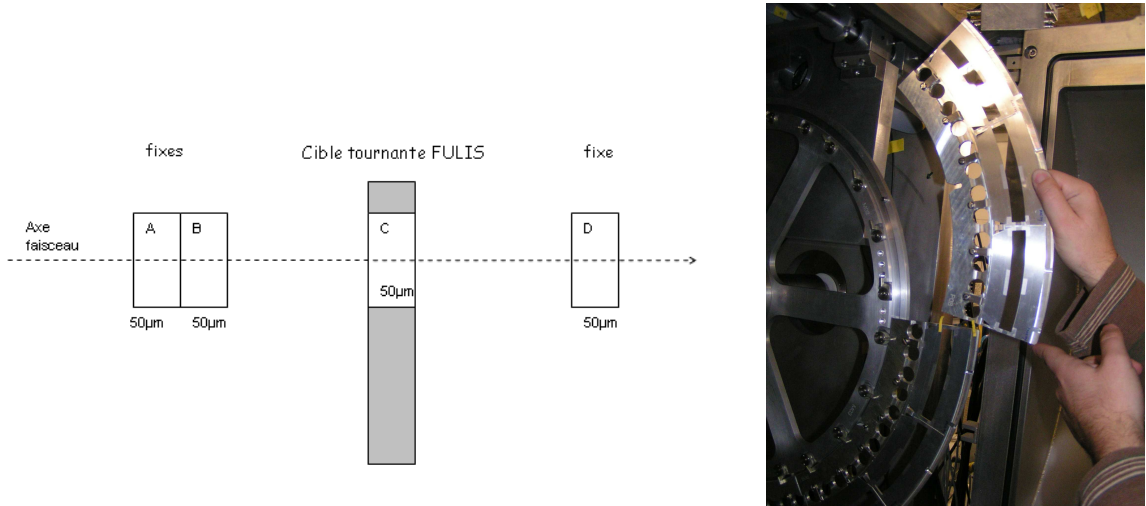


FIG. 3.7 – *A gauche* : Schéma des cibles utilisées pendant l'expérience. *A droite* : Photo de la cible tournante FULIS

Les noyaux d' $^{14}\text{O}$  utilisés comme faisceau sont instables et décroissent par émission  $\beta$  avec un temps de vie de 70.6 secondes. Arrêtés dans la cible, ils induisent un bruit de fond dans nos détecteurs estimé à 85 coups par seconde pour un détecteur placé à zéro degré. Afin de réduire ce bruit, nous avons utilisé en "C" une cible tournante, qui éloigne rapidement la partie de la cible où les noyaux ont été implémentés du champ de vision des détecteurs, afin que la décroissance se réalise dans une zone blindée. Notre choix s'est porté sur la cible tournante FULIS constituée d'une roue d'un mètre de diamètre, comportant 15 encoches de cibles (figure 3.7, à droite) et tournant à une vitesse de 250 tours par minute. Avec un tel montage, le bruit issu de la décroissance  $\beta$  a été réduit à moins d'une particule par seconde dans le détecteur placé à zéro degré.

### 3.2.3 Les détecteurs

Pour mesurer les protons diffusés, nous avons utilisé deux ensembles de détecteurs :

- un détecteur placé à zéro degré : utilisé pour la mesure de la fonction d'excitation avec une haute résolution.
- un détecteur à grande ouverture angulaire : utilisé pour la mesure de la distribution angulaire et des coïncidences proton-proton.

Pour la mesure à zéro degré, nous avons opté pour deux détecteurs silicium de type  $\Delta E$ -E, d'épaisseur 500 $\mu\text{m}$  et 6000 $\mu\text{m}$  respectivement, suffisante pour mesurer l'ensemble des protons diffusés. Ce détecteur a été placé à 26.4cm de la cible dans l'axe du faisceau, et sa résolution totale a été mesurée à 49.5keV pendant l'expérience. C'était un détecteur circulaire de 2cm de diamètre, induisant une ouverture angulaire de  $\pm 2.16$  degrés dans le

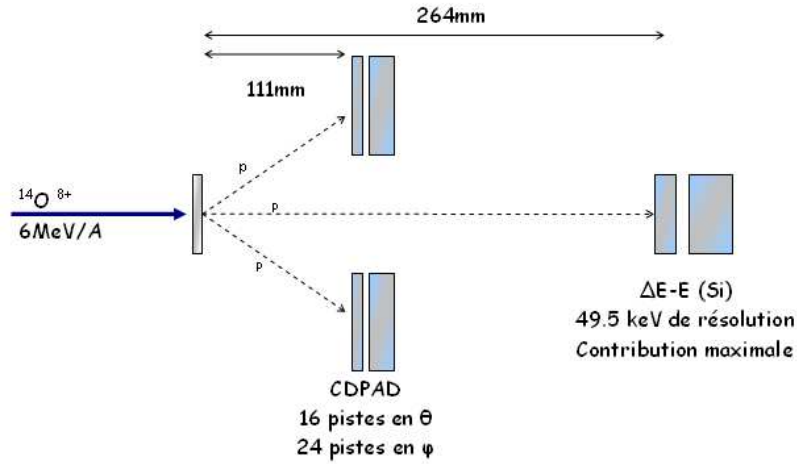


FIG. 3.8 – Schéma du montage expérimental.

laboratoire.

Pour le détecteur à grande ouverture angulaire, nous avons utilisé l'ensemble de détecteurs CD-PAD ([Ost02]) montré en figure 3.9. C'est un dispositif de forme circulaire ( $42 \text{ mm}$  de diamètre), composé d'un premier étage de silicium fin (CD :  $40 \mu\text{m}$ ) suivi d'un deuxième étage de silicium épais (PAD :  $1500 \mu\text{m}$ ), et fonctionnant en télescope  $\Delta E - E$ . Les épaisseurs de ces détecteurs n'ont pas pu être adaptées pour arrêter l'ensemble des protons diffusés.

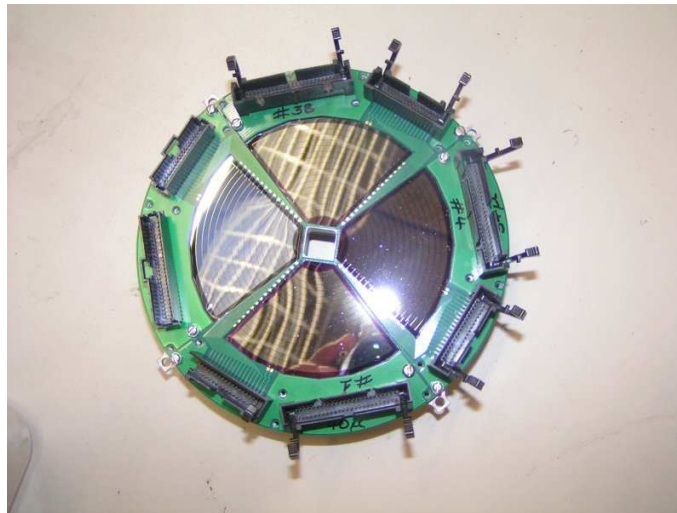


FIG. 3.9 – Photo du détecteur annulaire CDPAD.

Ce dispositif a été placé à  $11.1 \text{ cm}$  de la cible et couvrait les angles situés entre  $4.88^\circ$  et  $19.75^\circ$  degrés dans le laboratoire. L'étage CD est divisé en bandes de silicium larges de deux millimètres se déployant suivant la dimension en  $\theta$  (24 pistes par quadrant) et la dimension en  $\phi$  (16 pistes par quadrant). L'étage PAD est quant à lui composé de 4 quadrants de silicium, associés aux quadrants CD. En outre, un trou de  $1 \text{ cm}$  de diamètre a été aménagé



au centre du détecteur pour permettre le passage du faisceau ou des particules.

En plus des détecteurs de particules, un détecteur germanium a été placé à proximité des cibles pour mesurer le rayonnement  $\gamma$  issu de la décroissance  $\beta, \gamma$  de l' $^{14}\text{O}$ . L'évolution de l'intensité du faisceau a été suivie grâce à la mesure de l'intensité de cette décroissance. L'ensemble du système de détection (télescope  $\Delta E$ -E, détecteur CD-PAD, détecteur germanium) et de la cible ont été placés dans une chambre d'expérience mise sous vide.

### 3.2.4 Electronique et acquisition

#### 3.2.4.1 Acquisition

L'acquisition des données a été réalisée avec le logiciel MIDAS. Celui-ci lit à chaque déclenchement les signaux sur les voies ADC, TDC et les échelles, puis les enregistre sur disque. Ces informations peuvent également être affichées graphiquement sur un écran pour un suivi "on-line". Le déclenchement est réalisé par un "OU" logique sur les signaux issus du détecteur d'identification, du télescope  $\Delta E$ -E, du germanium et du CDPAD.

#### 3.2.4.2 Electronique associée au détecteur à zéro degré

Le signal en sortie du détecteur placé à zéro degré se présente sous la forme d'une impulsion haute de quelques millivolts dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie déposée dans le détecteur. Pour obtenir les informations utiles (énergie et temps), ce signal doit être traité par une chaîne d'électronique spécifique.

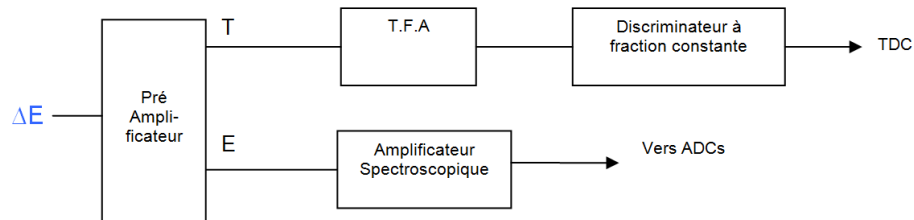


FIG. 3.10 – Schéma de l'électronique associée au détecteur télescope  $\Delta E$

Le traitement débute par un préamplificateur dont le but est d'amplifier et de mettre en forme le signal issu du détecteur. Ce module génère :

- un signal de sortie proportionnel à l'énergie mesurée, qui est envoyé dans un amplificateur spectroscopique pour une deuxième amplification puis dans un ADC où il sera traité en tant que donnée "énergie".
- un signal de sortie "temps" rapide.

La sortie "temps" est envoyée dans un amplificateur adapté aux signaux rapides (TFA) pour être amplifiée et mise en forme. Le signal est ensuite traité par un discriminateur à fraction constante (CFD), ayant pour but de générer un signal logique de référence en temps (trigger) pour le déclenchement de la mesure en temps. Un module CFD fonctionne sur le principe suivant : il réalise la somme d'un signal  $s_1$  égal au signal d'entrée  $s_0$  atténué d'un facteur  $f$  ; et d'un signal  $s_2$  égal au signal  $s_0$  inversé et retardé. Lorsque le signal  $S=s_1+s_2$  généré passe à zéro, un signal logique est créé et envoyé en sortie. Grâce à cette

méthode, le signal de sortie ne dépend pas de la hauteur du signal d'entrée.

### 3.2.4.3 Electronique associée au CD-PAD

Le détecteur CD-PAD dispose des voies de sortie suivantes :

- 4 voies pour les quatre secteurs du PAD
- 16 voies  $\theta$  par secteur CD
- 24 voies  $\phi$  par secteur CD

Les traitements préliminaires (amplification et mise en forme du signal) sont réalisés par un module de pré-amplification spécifique au CD-PAD. Cependant, en raison d'un défaut dans l'amplificateur d'une voie, nous n'avons pu utiliser ce module pour la voie PAD1. Celle-ci a dû être traitée séparément par un montage adapté (figure 3.11) constitué d'un amplificateur spectroscopique générant d'une part un signal "énergie" envoyé dans les ADCs et d'autre part un signal rapide "temps". Celui-ci est amplifié par un TFA puis traité par un analyseur à canal unique (SCA) avant d'être envoyé vers le module de coïncidence avec les autres voies PAD.

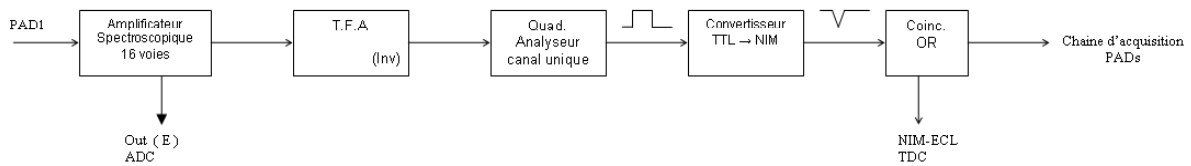


FIG. 3.11 – Schéma de l'électronique associée à la voie PAD1.

Les différents signaux "temps" issus des voies PADs sont récupérés pour produire les triggers en temps associés au CD-PAD et les signaux d'échelles donnant le taux de comptage (figure 3.12). Ils sont envoyés dans différents blocs Fan In Fan Out (FIFO) réalisant un "OU" logique avec les triggers venus de l'identification (Id), du détecteur  $\Delta E-E$  (SI-HR) et du germanium(Ge). Ceux-ci génèrent, entre autres, le signal d'arrêt faisceau rapide qui permet de couper le faisceau en cas de taux de comptage trop élevé par rapport à la tolérance des détecteurs.

La sortie des blocs FIFO est envoyée dans un dernier module de coïncidence "ET" où elle est comparée avec le signal HF venu du cyclotron. Dans le cas où les deux signaux sont présents au même moment, l'acquisition est déclenchée. Toutes les voies ADC, TDC et les échelles sont lues et enregistrées sur disque par le logiciel d'acquisition. A chaque déclenchement de l'acquisition, un signal moniteur est généré par l'acquisition (VME) pour valider le fonctionnement.

Le trigger d'acquisition est également envoyé sur une deuxième voie où il est retardé puis comparé avec le signal de contrôle du moniteur dans un module de coïncidence "ET". Si les deux signaux sont présents en même temps, le signal de "stop" commun à l'ensemble des TDC est généré (figure 3.13). Le signal de "stop" des TDCs est donc le signal HF validé. Ce montage a été utilisé pour restreindre la génération des signaux de "stop" aux

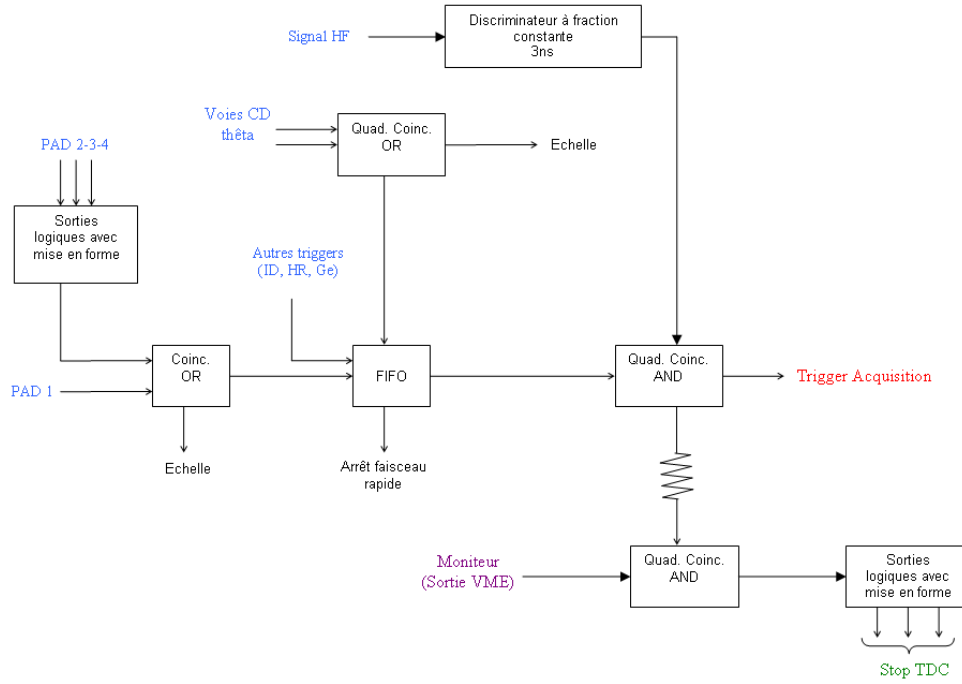


FIG. 3.12 – Schéma de l'électronique associée à la génération du trigger pour l'acquisition de données.

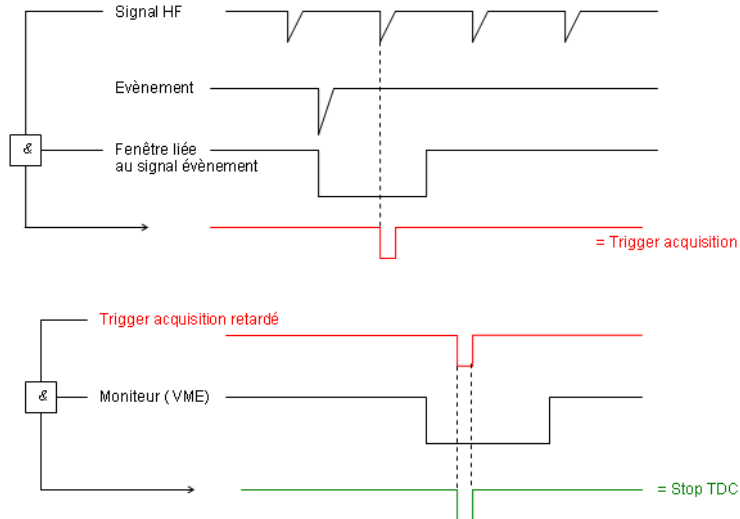


FIG. 3.13 – Signaux associés à la génération du trigger acquisition et du stop TDC. Le trigger acquisition est le résultat d'un "ET" logique entre la HF et une fenêtre générée par tout signal issu d'un évènement physique. Le stop TDC est issu d'un "ET" logique entre le trigger acquisition retardé et le signal de contrôle de l'acquisition (VME).

---

moments où l'acquisition a été déclenchée, ce qui correspond au mode de fonctionnement optimum (meilleure résolution en temps) des TDCs que nous avons utilisés.

### 3.2.5 Analyse des données

L'analyse des données est menée sur le logiciel ROOT, un outil orienté objet développé par R. Brun et F. Rademakers pour l'analyse de grands jeux de données (jusqu'à plusieurs centaines de terabytes). Ce logiciel est doté d'un interpréteur C++ permettant le développement d'algorithmes de traitement à base de C++. La représentation des données est majoritairement faite sous forme d'histogrammes.

## 3.3 Simulation de la diffusion élastique résonante

Afin de comprendre notre expérience aussi précisément que possible et d'étudier l'influence de chaque paramètre, nous construisons une simulation de la réaction d'intérêt. Cette simulation doit aussi bien contenir les phénomènes physiques (diffusion élastique résonante) que les aspects expérimentaux (détecteurs, cible).

Cette section décrit quelques uns des modules de simulations utilisés et donne les résultats obtenus pour la section efficace. La cinématique de la diffusion élastique ayant été abordée en début de chapitre, elle ne sera pas révoquée.

### 3.3.1 Pertes d'énergie

En traversant un matériau, les particules chargées rencontrent et ionisent des atomes ou molécules sur leur parcours. Chaque collision élémentaire fait perdre de l'énergie aux particules incidentes. Ces pertes sont approximativement décrites par la formule de Bethe [Bethe30] :

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{n z^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)}\right) - \beta^2\right] \quad (3.13)$$

avec

- $\beta = \frac{v}{c}$  où  $v$  est la vitesse de la particule incidente et  $c$  la vitesse de la lumière.
- $E$  : énergie de la particule incidente
- $z$  : longueur du chemin parcouru
- $e$  : charge de l'électron
- $m_e$  : masse au repos de l'électron
- $n$  : densité numérique des électrons du matériau
- $I$  : potentiel d'excitation moyen du matériau

Pour modéliser les pertes, nous utilisons une forme discrétisée de l'équation de Bethe réalisant un calcul de perte élémentaire, petite tranche de matériau après petite tranche de matériau. La validité de cette formule a été vérifiée par comparaison avec les résultats du code LISE (figure 3.14).

Dans notre expérience, les pertes d'énergies interviennent à différents niveaux :

- Quand le faisceau incident traverse la cible jusqu'au point de réaction.

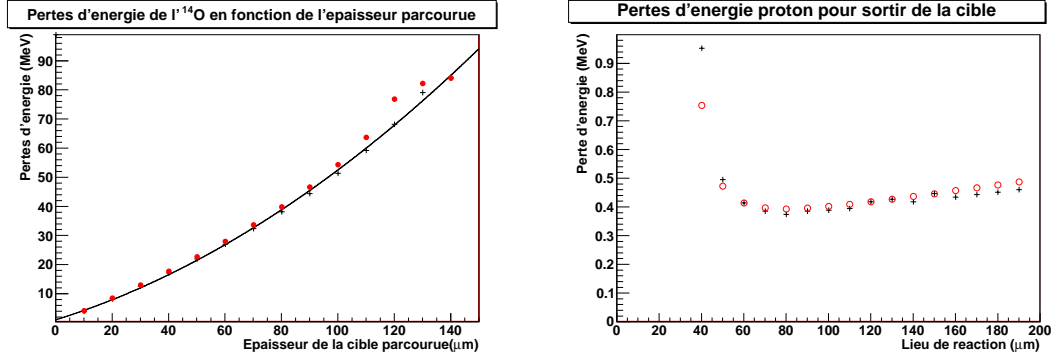


FIG. 3.14 – Comparaison entre les résultats du code LISE (croix) et de notre calcul (cercles). *A gauche* : Pertes d'énergie des noyaux d'<sup>14</sup>O d'énergie 84 MeV traversant la cible. *A droite* : Pertes d'énergie des protons issus de la diffusion élastique de noyaux d'<sup>14</sup>N pour sortir de la cible.

- Quand les protons diffusés traversent la cible depuis le point de réaction jusqu'à la sortie de la cible.
- Quand les protons traversent les détecteurs.

Nous devons donc prendre en compte chacun de ces cas dans notre simulation.

### 3.3.2 Straggling en énergie

Lors de la traversée d'un matériau, le nombre de collisions d'une particule incidente avec les atomes du matériau, et la perte d'énergie associée fluctuent selon l'(in)homogénéité du matériau. Ce phénomène induit une fluctuation dans les pertes d'énergies moyennes des particules, appelée straggling en énergie. Le straggling est généralement modélisé sous la forme d'une gaussienne centrée sur la perte d'énergie moyenne et de variance calculable soit par une simulation Monte-Carlo (exemple du code SRIM) soit par un modèle (code LISE). Pour prendre en compte cet effet, nous introduisons dans notre simulation une perturbation gaussienne sur nos données détectées, dont la variance est calculée grâce à une extrapolation linéaire des résultats du code LISE.

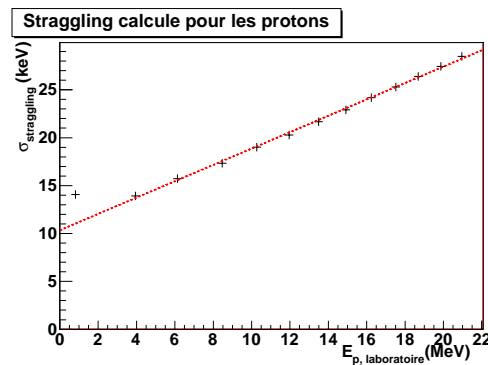


FIG. 3.15 – Estimation du code LISE pour le straggling des protons en sortie de cible. La droite en pointillés représente l'extrapolation linéaire introduite dans notre simulation d'expérience

### 3.3.3 Epaisseur effective de la cible

Le nombre de noyaux ou particules produites  $N_{prod}$  au cours de réactions nucléaires est donné par :

$$N_{prod} = N_{inc} \times N_{cible} \times \sigma \times \epsilon \quad (3.14)$$

avec :

- $N_{inc}$  : nombre de noyaux incidents, déterminé par l'intensité du faisceau
- $\sigma$  : section efficace de la réaction, dépendante de l'énergie à laquelle se produit la réaction
- $\epsilon$  : efficacité de détection, estimée grâce à la géométrie des détecteurs et la cinématique de la réaction
- $N_{cible}$  : nombre de noyaux cibles

Afin de calculer  $N_{prod}$ , cette formule est généralement discrétisée pour prendre en compte les variations de la section efficace avec l'énergie de la réaction. Elle est calculée sur de petits intervalles d'énergie  $\Delta E$  successifs. Sur ces intervalles d'énergie, les valeurs de  $N_{inc}$  et  $\epsilon$  ne changent pas. Cependant, le nombre de noyaux cible  $N_{cible}$  varie avec l'énergie  $E$  à laquelle se produit la réaction et la position  $z$  de la réaction dans la cible : en effet, plus l'énergie incidente est élevée (réaction en début de cible) plus la quantité d'énergie perdue par petite tranche de cible est faible et inversement. En conséquence, pour une même perte élémentaire d'énergie  $\delta E$ , plus l'énergie incidente est élevée, plus l'épaisseur  $\delta z$  associée est importante, et inversement. Un exemple de ces épaisseurs  $\delta z$  est donné en figure 3.16. Le nombre de noyaux cibles étant proportionnel à l'épaisseur élémentaire  $\delta z$ , ce nombre varie en fonction de l'énergie de la réaction.

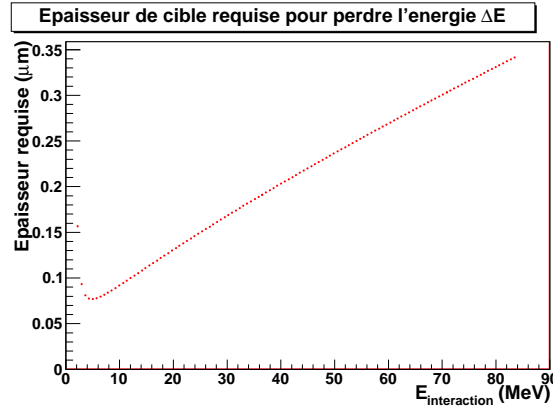


FIG. 3.16 – Simulation de l'épaisseur requise pour qu'un noyau d' $^{14}\text{O}$  interagissant à l'énergie  $E_{interaction}$  perde une énergie comprise entre  $E_{interaction}-5\text{keV}$  et  $E_{interaction}+5\text{keV}$ .

Pour prendre en compte cette variation du nombre de noyaux cible en fonction de l'énergie de réaction, nous allons donc introduire dans notre simulation d'expérience un "facteur correctif". On le définit comme l'épaisseur de cible où une particule incidente perd entre  $E-\Delta E$  et  $E+\Delta E$  (avec  $\Delta E$  constant, de l'ordre de quelques keV), divisé par l'épaisseur moyenne  $z_{moy}$  des tranches calculées :

$$\text{Facteur correctif} = \frac{z_{E-\Delta E} - z_{E+\Delta E}}{z_{moy}} \quad (3.15)$$

Le facteur correctif ainsi calculé varie sur moins d'un ordre de grandeur pour les énergies expérimentales.

### 3.3.4 Réponse des détecteurs Silicium

En réalité, le signal mesuré par un détecteur n'est pas strictement égal à l'énergie que la particule perd dans le détecteur. Une partie de l'énergie est dissipée par collisions élastiques avec les atomes du matériau, auquel cas celle-ci n'est pas mesurée. Ratkowski et al [Rat75] ont mesuré ces manques d'énergie pour différents ions lourds traversant une jonction silicium et ont posé une fonction empirique permettant de décrire ces pertes :

$$v(\epsilon) = \frac{\epsilon}{1 + 0.14.g(\epsilon)} \quad (3.16)$$

Avec :

- $v$  : énergie mesurée par le détecteur
- $g$  : fonction tabulée
- $\epsilon$  : énergie réduite telle que

$$\epsilon = \frac{a.M_2}{Z_1.Z_2.(M_1 + M_2).e^2}.E \quad (3.17)$$

où  $(M_1, Z_1)$  et  $(M_2, Z_2)$  sont la masse et le numéro atomique du projectile et des atomes de la cible respectivement,  $e$  la charge électronique et  $a$  la longueur de diffusion de Thomas-Fermi, elle même fonction du rayon de Bohr  $a_0$  :

$$a = \frac{9.\pi^2}{2^{7/3}} \cdot \frac{a_0}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})} \quad (3.18)$$

Dans le cas de protons traversant un détecteur silicium, l'évolution de l'énergie perdue par collision élastique - donc non détectée - est donnée dans la figure 3.17. Ces manques sont inclus dans la simulation d'expérience.

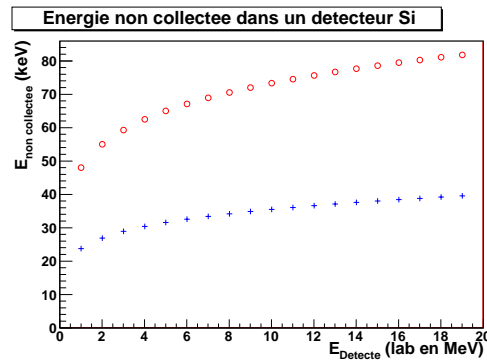


FIG. 3.17 – Energie non collectée dans un détecteur silicium pour des protons (croix) ou des particules alpha (cercles) d'énergie incidente comprise entre 1 et 20 MeV.

### 3.3.5 Section efficace attendue

Pour prédire la fonction d'excitation attendue, nous utilisons le formalisme de la matrice  $R$  et particulièrement le code Anarki. Celui-ci est capable de calculer la section efficace de diffusion dans le laboratoire en cinématique directe en utilisant des paramètres associés aux états du  $^{15}\text{F}$  donnés dans la littérature. Pour obtenir la section efficace dans le laboratoire en cinématique inverse et introduire la dégradation en résolution induite par notre dispositif, nous utilisons la simulation d'expérience décrite dans ce chapitre. Le résultat de cette simulation pour les paramètres donnés dans le tableau 3.1 est montré en figure 3.18.

label	Ref.	$E_r(\text{Mev})$	$\Gamma(\text{kev})$	$J^\pi$
A	[Gold04]	1.29	700	$1/2+$
B	[Gold04]	2.795	240	$5/2+$
C	[For07]	4.63	55	$1/2-$

TAB. 3.1 – Paramètres pour le calcul de la fonction d'excitation du  $^{15}\text{F}$  avec le code Anarki.

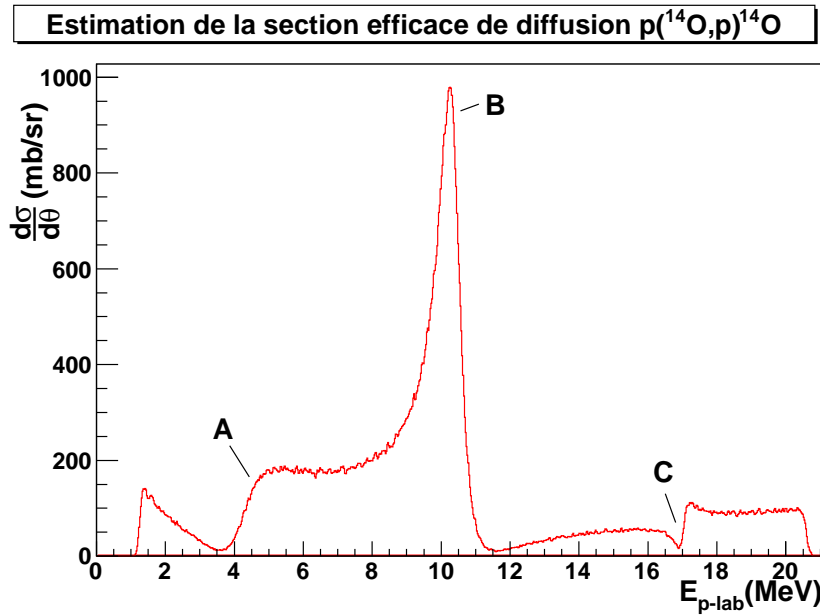


FIG. 3.18 – Section efficace différentielle simulée, telle qu'elle serait mesurée dans les détecteurs  $\Delta E$ - $E$  situé à zéro degré dans le laboratoire, pour la diffusion élastique  $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$  en cinématique inverse. Les propriétés des états sont donnés dans le tableau 3.1

- Sur la fonction d'excitation attendue dans le laboratoire, nous devrions donc observer :
- Une résonance large en forme de "creux" (A), située à basse énergie (3-4 MeV) et représentant l'état fondamental
  - Une résonance en forme de "pic" (B), située à une énergie de 9-10 MeV et correspondant au premier état excité.
  - Un déficit localisé d'événements (C), représentant le deuxième état excité et situé autour de 17 MeV selon la valeur d'énergie de résonance donnée par [For07]. Selon la



largeur de cet état, le déficit d'évènements sera plus ou moins visible dans le fond Rutherford.

### 3.4 Simulation de l'émission deux protons

De même que pour la diffusion élastique résonante, nous construisons une simulation de l'émission deux protons séquentielle à partir d'un état excité du  $^{15}\text{F}$ . Nos objectifs sont de déterminer les paramètres utiles pour l'analyse des données tels que les énergies attendues ou l'efficacité de détection des protons.

#### 3.4.1 Modélisation de l'émission deux protons

Pour modéliser l'émission de deux protons, nous nous basons sur les conditions suivantes :

- Le processus est séquentiel. Cette hypothèse impose qu'il existe un état "virtuel" dans l' $^{14}\text{O}$  susceptible d'être peuplé par décroissance proton du  $^{15}\text{F}$ . Le cas d'une décroissance simultanée est décrit lorsque l'on suppose que les protons sont émis à la même énergie.
- Les protons émis se partagent l'énergie totale disponible.
- Les angles d'émissions dans le centre de masse suivent une distribution uniforme.

Sous ces hypothèses, le processus de formation et de décroissance des noyaux de  $^{15}\text{F}$  se décrit comme un processus à trois étapes :

1. Un noyau d' $^{14}\text{O}$  traverse la cible en perdant de l'énergie jusqu'à une position  $z$  où il interagit avec un proton pour former un noyau de  $^{15}\text{F}$  à une énergie de résonance située entre 4.62MeV (seuil d'émission deux protons) et 5.6MeV (énergie maximale atteignable) ; et égale à

$$E_{R-15F} = \frac{84\text{MeV} - \text{Pertes}}{14} \quad (3.19)$$

Comme le noyau d' $^{14}\text{O}$  ne s'est pas arrêté dans la cible, le noyau de  $^{15}\text{F}$  dispose d'une énergie cinétique non nulle, proportionnelle à la vitesse du centre de masse  $V_{cm}$

2. Le noyau de  $^{15}\text{F}$  décroît en émettant un premier proton. Un noyau d' $^{14}\text{O}$  est ainsi formé à une énergie  $E_{X-14O}$  comprise entre  $E_{R-15F}$  et le seuil d'émission  $^{13}\text{N} + 2p$ . L'énergie centre de masse du proton émis est égale à :

$$E_{cmp1} = (E_{R-15F} - E_{X-14O}) \times \frac{m_{14O}}{(m_{14O} + mp)} \quad (3.20)$$

3. Le noyau d' $^{14}\text{O}$  décroît ensuite en émettant un deuxième proton. Il forme un noyau d' $^{13}\text{N}$  dans l'état fondamental. Le proton dispose d'une énergie dans le centre de masse proton égale à :

$$E_{cmp2} = (E_{X-14O} - E_{13Ngs}) \times \frac{m_{13N}}{(m_{13N} + mp)} \quad (3.21)$$

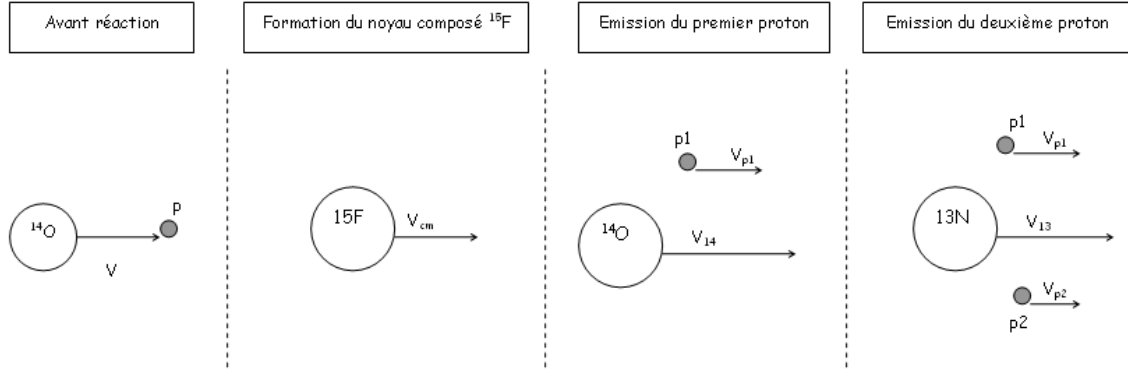


FIG. 3.19 – Schéma représentant l'émission deux protons sous forme d'un processus à trois étapes. Les protons sont émis à une vitesse  $V_{p1}$  ou  $V_{p2}$  égale à la somme de deux contributions : la vitesse d'émission dans le centre de masse et la vitesse d'entraînement du centre de masse.

Ce modèle est schématisé en figure 3.19 pour l'aspect cinématique et en figure 3.20 pour les énergies d'excitation.

Après émission, les protons traversent la cible depuis le point de réaction  $z$  jusqu'à la sortie de la cible en perdant de l'énergie. Ils sont ensuite, soit détectés par l'ensemble  $\Delta E$ - $E$  placé à zéro degré ou par le CDPAD, soit perdus. Dans notre simulation, nous incluons également les phénomènes décrits au paragraphe précédent pour la diffusion élastique ainsi que la géométrie des détecteurs. Avec ces éléments, nous disposons d'une simulation complète incluant le phénomène physique (décroissance deux protons) et les aspects expérimentaux.

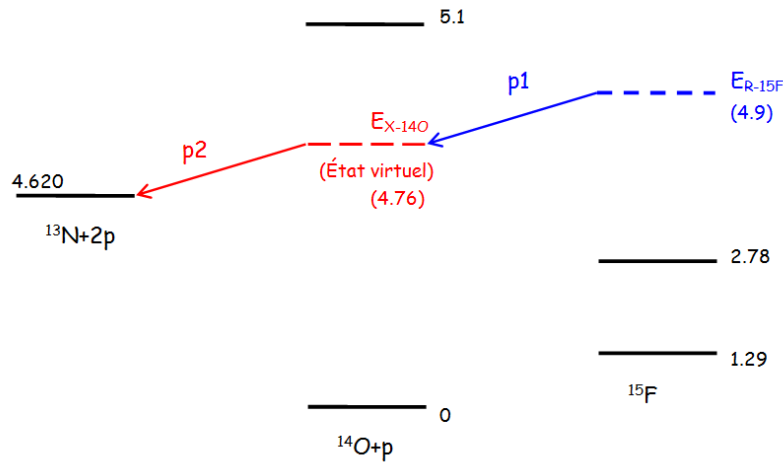


FIG. 3.20 – Schéma de décroissance deux protons à partir d'un état excité du  $^{15}\text{F}$  via un état virtuel de l' $^{14}\text{O}$ . Les énergies sont données en MeV et référencées à partir du fondamental de l' $^{14}\text{O}$ . L'énergie du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  a été tirée de [Muk08]. Ces valeurs ont été utilisées pour la simulation de l'émission deux protons.

### 3.4.2 Résultats de simulation

Afin de tester notre modèle, nous simulons un exemple "vraisemblable" d'émission deux protons sous les hypothèses :

- $E_{R-15F}=4.9\text{MeV}$  : cela correspond aux résultats expérimentaux de I.Mukha et al ([Muk08]) pour le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ .
- Les protons émis se partagent équitablement l'énergie totale (cas le plus favorable pour l'émission deux protons), d'où une énergie centre de masse des protons de 140keV.

Nous réalisons ensuite une simulation Monte-Carlo de 1000 évènements deux protons émis à des angles aléatoires dans le centre de masse et obtenons les résultats montrés en figure 3.21 pour les énergies des protons dans le laboratoire et en figure 3.22 pour les angles de détection.

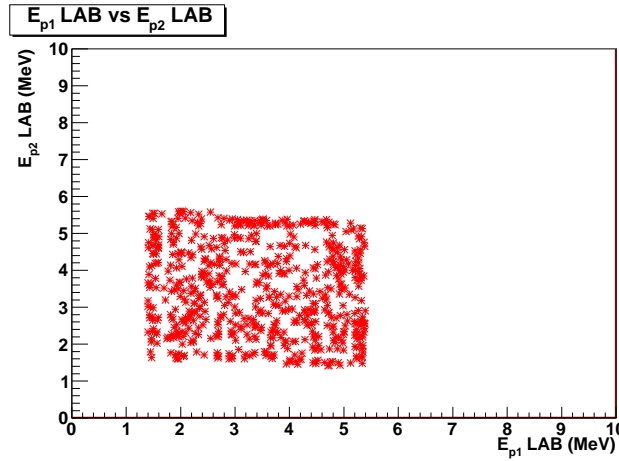


FIG. 3.21 – Simulation des énergies laboratoire que l'on devrait détecter pour des évènements de décroissance deux protons :  $^{15}\text{F} \rightarrow ^{14}\text{O}^* + p1 \rightarrow ^{13}\text{N}(\text{gs}) + p1 + p2$  avec  $E_{R-15F}=4.9$  MeV et  $E_{X-14O}= 4.76$  MeV.

Concernant les énergies, celles-ci sont localisées dans une région comprise entre 1.5 et 5.5 MeV dans le laboratoire, soit au dessus des seuils de détection des détecteurs. En raison de la faible vitesse dans le centre masse des protons par rapport à l'entraînement du centre de masse, les protons émis à l'avant (angles centre de masse proches de  $0^\circ$ ) sont mélangés avec les protons émis vers l'arrière (angles centre de masse proches de  $180^\circ$ ). Il faudra donc envisager ces deux directions d'émissions lors de l'analyse des coïncidences deux protons.

Concernant les angles, nous observons que les protons sont majoritairement détectés à petits angles : jusqu'à 10 degrés dans ce cas particulier, soit dans les 5 premières pistes du détecteur CD-PAD. Leur faible dispersion en angle se justifie par la cinématique de la réaction : bien que les protons soient diffusés à n'importe quel angle dans le centre de masse, ils sont focalisés vers l'avant en raison de l'impulsion donnée par le centre de masse. Pour mesurer des évènements de décroissance deux protons, il faudra donc concentrer nos efforts sur les détecteurs à petits angles (détecteur  $\Delta E$ -E et quelques pistes du CDPAD).

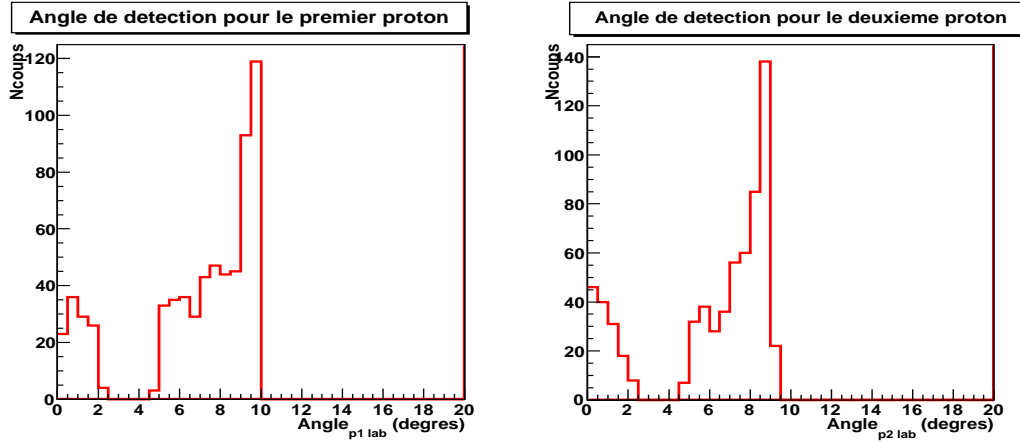


FIG. 3.22 – Angles de détection des évènements de décroissance deux protons simulés. *A gauche* : Angle de détection du premier proton, issu de la décroissance du  $^{15}\text{F}$ . *A droite* : Angle de détection du deuxième proton, issu de la décroissance du  $^{14}\text{O}$ .

### 3.4.3 Calcul de l'efficacité de détection

Grâce à ce modèle, nous pouvons estimer l'efficacité de détection des évènements deux protons. Il suffit pour cela de réaliser une simulation Monte-Carlo d'un grand nombre d'évènements de décroissance deux protons à partir d'un état excité du  $^{15}\text{F}$  et de compter le nombre de coïncidences détectées. Nous estimons ainsi une efficacité de détection totale des coïncidences à 57.74 %, divisée en 5.02 % relatifs aux coïncidences entre un proton dans le détecteur  $\Delta\text{E-E}$  et un proton dans le CDPAD, et 52.72 % relatifs aux coïncidences entre deux évènements mesurés dans le CDPAD.

# Chapitre 4

## Analyse des données mesurées à zéro degré

Le premier objectif de notre expérience est de mesurer la fonction d'excitation de la réaction  $H(^{14}O,p)^{14}O$  pour en déduire les propriétés des états du  $^{15}F$  observés. Ce chapitre décrit la démarche de l'analyse des données collectées dans le détecteur placé à zéro degré.

### 4.1 Etude préliminaire des détecteurs

#### 4.1.1 Etalonnage avec une source alpha

Les informations physiques mesurées par les détecteurs (le temps et l'énergie déposée) sont transmises à l'acquisition et stockées sous forme d'une valeur numérique appelée "numéro de canal". La première étape de notre travail consiste donc à étalonner nos détecteurs, c'est à dire à trouver la relation qui lie le numéro de canal avec l'énergie physique mesurée. Ce processus se réalise généralement en mesurant des signaux physiques bien connus (énergie de pics de décroissances issues d'une source radioactive, fonction d'excitation de réactions connues).

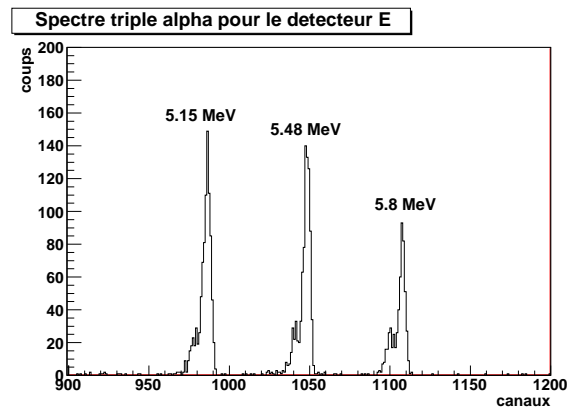


FIG. 4.1 – Spectre de la source triple alpha mesuré avec le détecteur E

Dans cet objectif, plusieurs prises de données ont été réalisées en utilisant une source de particules alpha émettant à trois énergies distinctes (5.15, 5.48 et 5.8 MeV), placée devant

les détecteurs  $\Delta E$  et E. Avec les pics mesurés (cf. figure 4.1), trois points d'étalonnage ont été définis et utilisés pour en déduire une équation linéaire  $ax + b$  donnant l'énergie physique en fonction du numéro de canal, et ce pour chaque détecteur. La fonction d'étalonnage ainsi déduite est donnée en table 4.1 et représentée en figure 4.2. L'écart entre l'énergie réelle et l'énergie calculée est de  $\pm 2\text{keV}$  pour les deux détecteurs dans la gamme d'énergie des pics alpha. L'incertitude sur les coefficients  $a$  et  $b$  conduit à une incertitude maximale de 38 keV (canal 0 : 0 MeV) et 72keV (canal maximal : 16 MeV) pour le détecteur  $\Delta E$  et 102 keV ( canal 0 : 0 MeV) et 280 MeV (canal maximal : 21.8 MeV) pour le détecteur E.

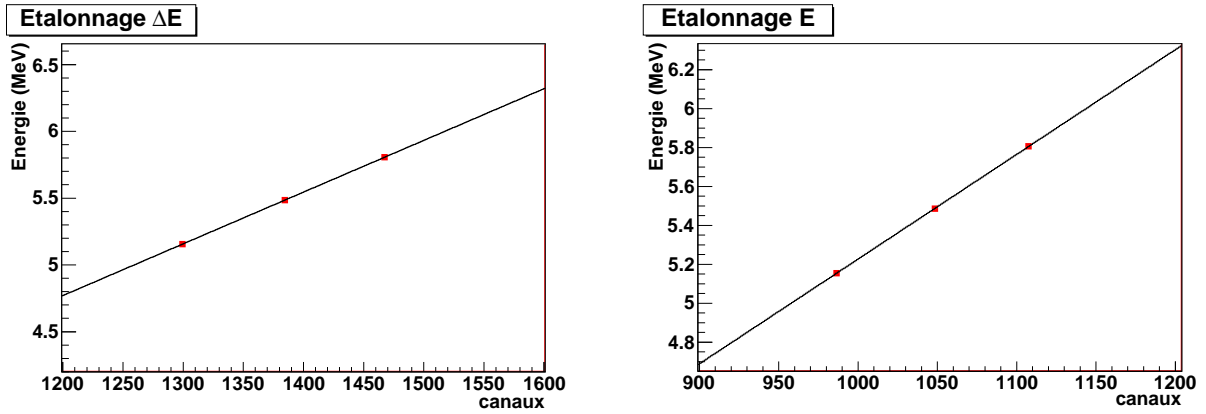


FIG. 4.2 – Droites d'étalonnage déduites pour les détecteurs  $\Delta E$  (à gauche) et E (à droite). Une erreur maximale de  $\pm 2\text{keV}$  est obtenue dans cette gamme d'énergie.

	a	b
$\Delta E$	$0.003873 \pm 0.000014$	$0.1247 \pm 0.019$
E	$0.005379 \pm 0.000047$	$0.1494 \pm 0.049$

TAB. 4.1 – Coefficients et incertitudes associés aux étalonnages des détecteurs  $\Delta E$  et E.

### 4.1.2 Résolution en énergie des détecteurs

En plus de permettre l'étalonnage, la mesure des spectres alpha permet de mesurer la résolution des détecteurs. Celle-ci est définie par la largeur à mi-hauteur des pics mesurés pour des signaux d'entrée mono-énergétique - comme un pic issu d'une source de particules alpha -. En étudiant les pics mesurés grâce à notre source de particules alpha, nous avons obtenu une valeur de 40 keV pour le détecteur  $\Delta E$  et 29 keV pour le détecteur E, soit une résolution totale pour le télescope  $\Delta E$ -E de 49.5 keV.

## 4.2 Analyse des runs d' $^{14}\text{N}$ mesurés à zéro degré

### 4.2.1 Sélection des évènements protons

Pendant l'expérience, outre la diffusion élastique, diverses réactions se sont produites dans la cible et ont conduit à la mesure de données non utiles. Notre premier travail

d'analyse porte donc sur l'identification des évènements mesurés afin de sélectionner ceux d'intérêt, c'est à dire :

- des protons,
- mesurés aux énergies d'intérêt, c'est à dire entre 0 et 24 MeV,
- produits à temps constant par rapport à la fréquence du cyclotron,
- détectés seuls, c'est à dire qu'aucun évènement n'a été détecté en même temps dans un autre détecteur.

En pratique, cette sélection se réalise en croisant les différentes informations utiles que nous disposons à zéro degré : énergie déposée dans le détecteur  $\Delta E$ , énergie déposée par la particule dans le détecteur  $E$ , temps de vol. De plus, nous effectuons un filtrage des évènements afin de nous assurer qu'ils ne soient pas mesurés en coïncidence avec un autre évènement dans le CD-PAD.

Cette étape a été réalisée en deux temps : d'une part, en faisant une sélection des évènements "haute énergie", qui traversent le détecteur  $\Delta E$  pour s'arrêter dans le détecteur  $E$  et d'autre part avec une sélection des évènements "basse énergie" qui s'arrêtent dans le détecteur  $\Delta E$ . Les énergies maximales déposées par ces particules dans les détecteurs sont données dans la table 4.2.

Particule	$\Delta E$ (500 $\mu\text{m}$ )	$E$ (6000 $\mu\text{m}$ )
Protons	8.261	35.2
$\alpha$	33.02	140.2

TAB. 4.2 – Energies minimales en MeV nécessaires pour traverser les différents détecteurs à zéro degré.

#### 4.2.1.1 Sélection des évènements "basse énergie"

Lorsque qu'une particule ne dispose pas d'une énergie suffisante pour traverser le détecteur  $\Delta E$ , elle s'y arrête et nous ne récoltons que deux informations utiles : l'énergie déposée dans  $\Delta E$  et le temps de vol. Ce temps de vol est calculable en fonction de l'énergie et de la particule concernée. Il est donné en table 4.3 pour une particule alpha et un proton parcourant la distance cible-détecteur (264 mm).

Energie(MeV)	1	2	5	10	15	20
$\tau_{\alpha}(\text{ns})$	38.029	26.89	17.02	12.047	9.8467	8.526
$\tau_{proton}(\text{ns})$	19.09	13.51	8.566	6.081	4.985	4.33

TAB. 4.3 – Temps de vol entre la cible et le détecteur à zéro degré, calculé par le code LISE pour différents types de particules et différentes énergies.

Grâce à ces informations, nous pouvons identifier le type de particule détectée en traçant la matrice (temps de vol  $T_{HF}$ ,  $E_{\Delta E}$ ) (figure 4.3) puis y superposant les lignes décrivant l'évolution du temps de vol avec l'énergie pour les particules alpha et les protons. Un décalage en temps est nécessaire pour reproduire la phase liée à la H.F. du cyclotron.

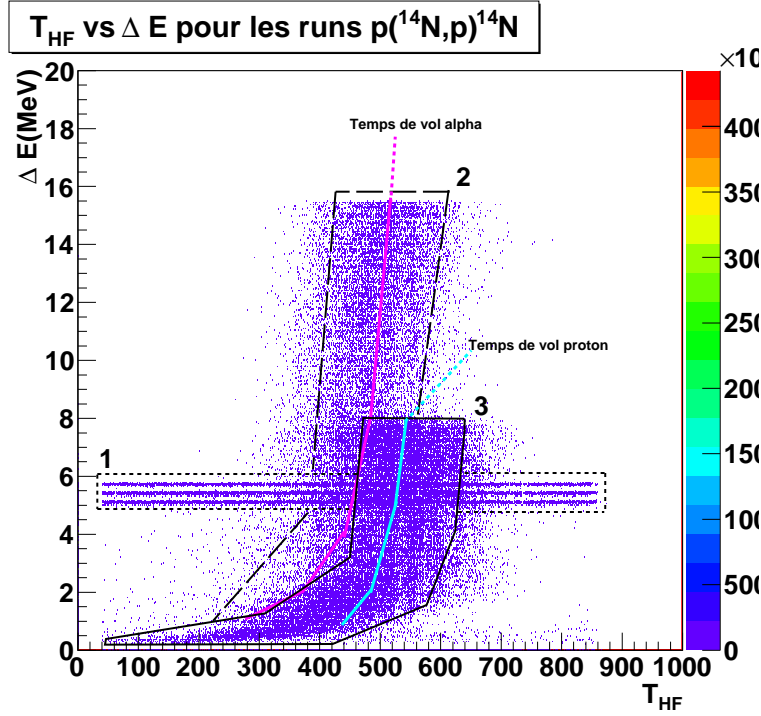


FIG. 4.3 – Matrice  $T_{HF}$  versus  $\Delta E$  pour la réaction  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$ . Les données  $T_{HF}$  sont représentées en canaux décroissants où un canal correspond à environ 0.1 ns. Les deux lignes indiquées correspondent aux temps de vol calculés pour des protons ou des particules alpha. Le groupe (1) correspond aux particules alpha issues de la source radioactive laissée dans la chambre pendant la mesure. Les groupes (2) et (3) représentent les particules alpha et protons produits par réaction dans la cible.

Malgré la grande dispersion en temps de vol du faisceau (cf. 3.2.1.3), nous identifions :

1. Des évènements présents à tous les temps et à trois énergies bien définies, correspondant aux particules alphas issues de la source triple alpha laissée volontairement dans la chambre pendant la prise de données.
2. Des particules arrivant avec un temps de vol en accord avec des particules alpha (groupe 2), correspondant à des particules alpha produites au cours des réactions de diffusion  $^{14}\text{N}+p$ . Le seuil d'émission alpha étant situé à 2.92 MeV et l'intensité de ces particules étant importante, elles correspondent majoritairement à la voie de réaction  $^{14}\text{N}+p \rightarrow ^{15}\text{O}^{(*)} \rightarrow ^{11}\text{C}+\alpha$ .
3. Des évènements arrivant à un temps en accord avec celui des protons (groupe 3), s'étendant sur une gamme d'énergie comprise entre 0 et 8 MeV. Ils correspondent aux protons produits par l'interaction du faisceau avec la cible, et donc aux évènements recherchés.

Ces derniers (3) sont sélectionnés par contour graphique et conservés pour la suite de l'analyse. Dans ce contour, nous ne pouvons pas exclure une contamination avec des particules alpha.



#### 4.2.1.2 Sélection des évènements haute énergie

Lorsqu'une particule possède une énergie incidente suffisante, elle peut traverser le détecteur  $\Delta E$  puis pénétrer dans le détecteur E où elle perd de nouveau de l'énergie. Dans ce cas, nous pouvons utiliser les énergies déposées dans le détecteur  $\Delta E$ , dans le détecteur E et le temps de vol pour identifier la particule incidente.

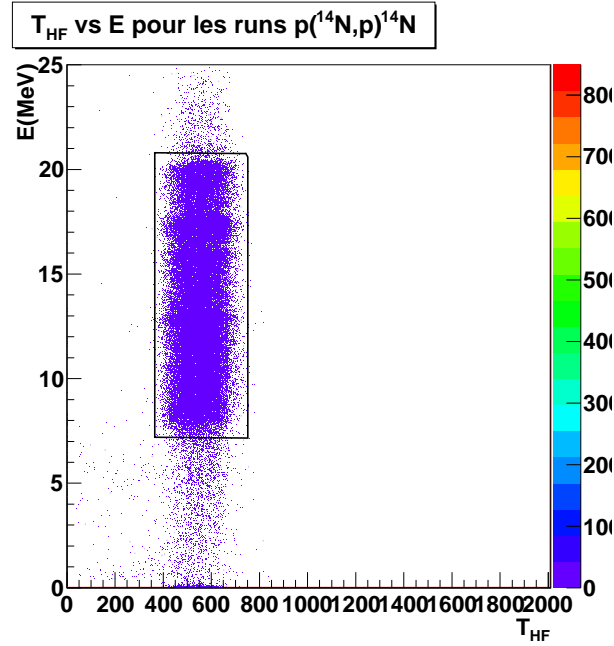


FIG. 4.4 – Matrice  $T_{HF}$  vs  $E_{totale}$  pour les évènements s'arrêtant dans E pour la mesure  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$ . On observe un seul groupe d'évènements, dont le temps de vol est proche du temps de vol estimé pour des protons. Ce groupe est sélectionné pour la suite de l'analyse.

Nous utilisons premièrement la matrice utilisée précédemment, c'est à dire le spectre bi-dimensionnel  $E_{totale}$  versus  $T_{HF}$ . Représenté en figure 4.4, celui-ci montre essentiellement un groupe d'évènements étalés en temps et s'étendant sur une gamme d'énergie comprise entre 8 MeV (énergie minimale pour qu'un proton atteigne le détecteur E) et 21 MeV (énergie maximale accessible par les protons issus de la diffusion élastique). De plus, le temps de vol moyen de ces évènements est constant et identique à quelques canaux près au temps de vol mesuré pour les protons dans le détecteur  $\Delta E$ . En conséquence, nous identifions ce groupe d'évènements comme des protons et les sélectionnons via un contour graphique.

Pour affiner notre sélection, nous allons également nous intéresser aux énergies déposées dans les deux détecteurs  $\Delta E$  et E. En effet sur la matrice  $(E_{\Delta E}, E_E)$ , les particules incidentes suivent une évolution particulière :

1. Si la particule s'arrête dans  $\Delta E$  (énergie incidente faible), elle y perd l'entière de son énergie.
2. Si elle traverse  $\Delta E$  et s'arrête dans E, alors les pertes d'énergies dans les deux détecteurs forment une ligne caractéristique en  $\frac{E^2}{Z}$ , qui peut être reconstruite en

calculant les pertes d'énergies dans chaque détecteur (formule de Bethe).

3. Si la particule traverse le détecteur  $\Delta E$  et le détecteur  $E$ , alors elle ne dépose plus qu'une fraction de son énergie - fraction se réduisant d'autant plus que l'énergie incidente est élevée - ce qui conduit à la formation d'un "rebroussement".

Ce comportement est modélisé en figure 4.5 à gauche. De plus, les pertes d'énergies étant dépendantes des  $Z$  et de la masse (formule de Bethe), chaque particule forme une ligne particulière et peut être identifiée sans ambiguïté.

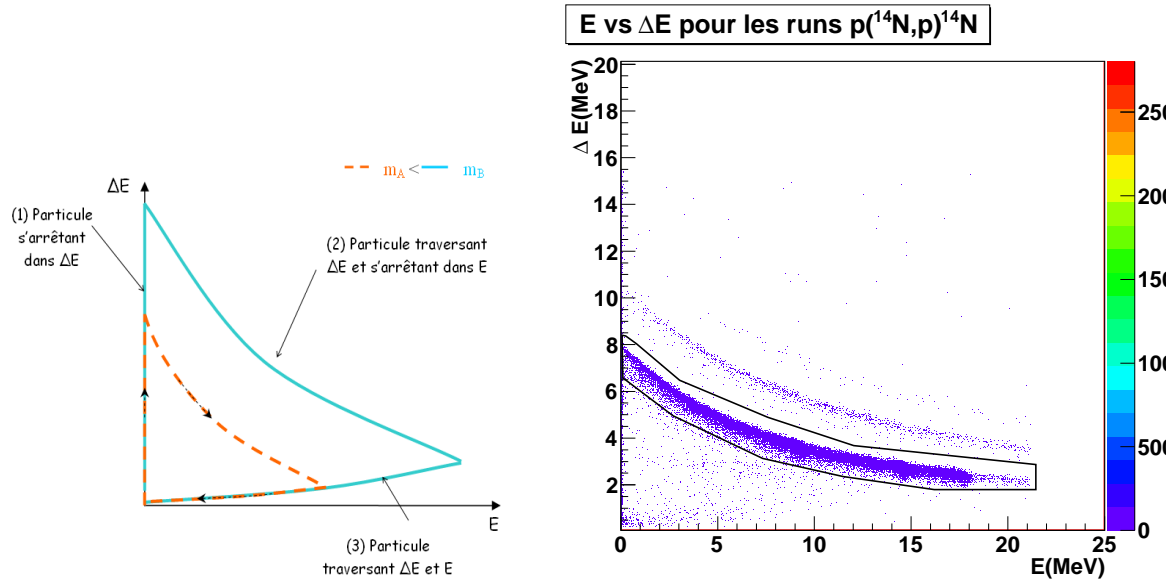


FIG. 4.5 – A gauche : Schéma de l'évolution des pertes d'énergie dans les détecteurs  $\Delta E$  et  $E$ . A droite : Spectre  $\Delta E$  vs  $E$  pour la mesure  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$ . Un contour graphique a été réalisé autour des évènements protons.

Nous utilisons cette méthode pour réaliser notre sélection des protons de haute énergie et traçons la matrice énergie déposée dans  $E$  versus  $\Delta E$ . Représentée en figure 4.5, à droite, celle-ci révèle deux lignes particulières que nous identifions par calcul des pertes d'énergie (via le code LISE) comme des protons et des noyaux de deutérium. Les particules alpha intervenant à très haute énergie (elles traversent le détecteur  $\Delta E$  pour une énergie incidente supérieure à 33 MeV), elles n'ont pas été observées sur ce spectre. Les protons sont sélectionnés via un contour graphique sur le diagramme en question.

#### 4.2.2 Fonction d'excitation $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$

Une version "brute" de la fonction d'excitation de la diffusion élastique résonante  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$  s'obtient en traçant l'histogramme représentant l'énergie des protons diffusés. Donnée en figure 4.6, cet histogramme comporte deux contributions correspondant :

- aux évènements protons s'arrêtant dans  $\Delta E$ , situés aux énergies  $[0.5, 8]$  MeV.
- aux évènements protons s'arrêtant dans  $E$ , situés sur la gamme d'énergie  $[8.5, 20.5]$  MeV.

La fonction d'excitation ainsi obtenue révèle de nombreux pics correspondant à différents états excités du noyau composé d' $^{15}\text{O}$ , identifiés en table 4.4. Nous observons également autour de 5.5 MeV les trois pics issus de la source radioactive de particules alpha laissée dans la chambre pendant la prise de données.

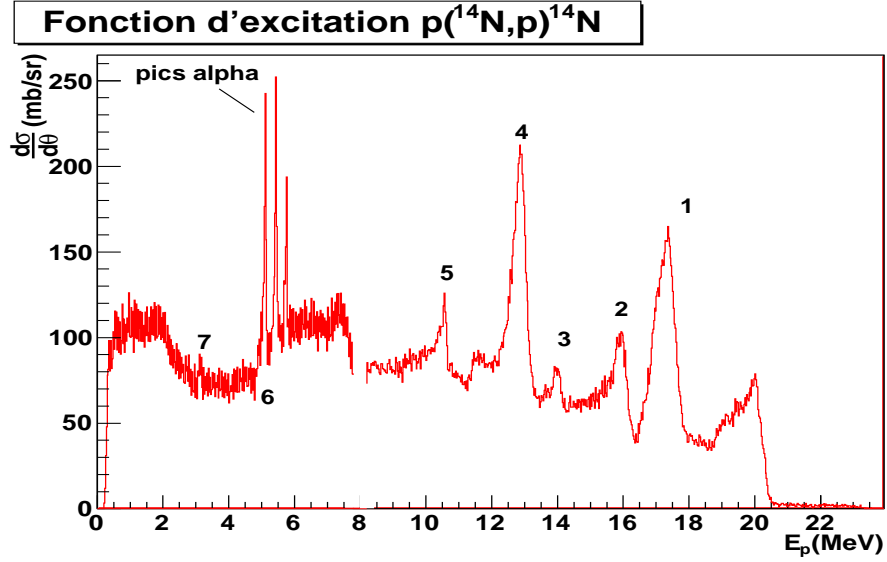


FIG. 4.6 – Fonction d'excitation de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$  mesurée dans le référentiel du laboratoire.

Numéro	1	2	3	4	5	7
$E_{lab}$ (MeV)	17.23	15.90	13.97	12.86	10.56	3.14
$E_{cm}$ (MeV)	4.53	4.45	3.91	3.62	3.0	0.97
$E_x(^{14}\text{N})$ (MeV)	11.84	11.75	11.21	10.93	10.30	8.28
$J^\pi$	5/2-	5/2+	3/2+	1/2+	5/2+	3/2+

TAB. 4.4 – Etats de  $^{15}\text{O}$  identifiés lors de notre mesure  $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$ .

Afin de nous assurer de la qualité de notre mesure, nous la comparons avec des données issues d'expériences similaires. Deux jeux de données pris dans la banque de données [IBANDL] ont été utilisés dans ce but :

- La mesure de West et al [West69], s'étendant sur la gamme d'énergie [3.71- 5.69] MeV dans le centre de masse, réalisée à un angle de  $157^\circ$  dans le centre de masse
- La mesure d'Olness et al [Oln58], s'étendant sur la gamme [0.03-4.08] MeV dans le centre de masse, réalisée à un angle de  $167.7^\circ$  dans le centre de masse.

Les données de ces références étant mesurées en cinématique directe, celles-ci sont transformées dans le référentiel du laboratoire en cinématique inverse grâce à la simulation d'expérience décrite au chapitre 3. L'angle de mesure a été également corrigé. Après transformation, nous obtenons les spectres donnés en figure 4.7. Nous y remarquons un problème de normalisation de la section efficace autour du pic (4) situé à environ 12.0 MeV entre les deux références, que nous ne pouvons pas expliquer.

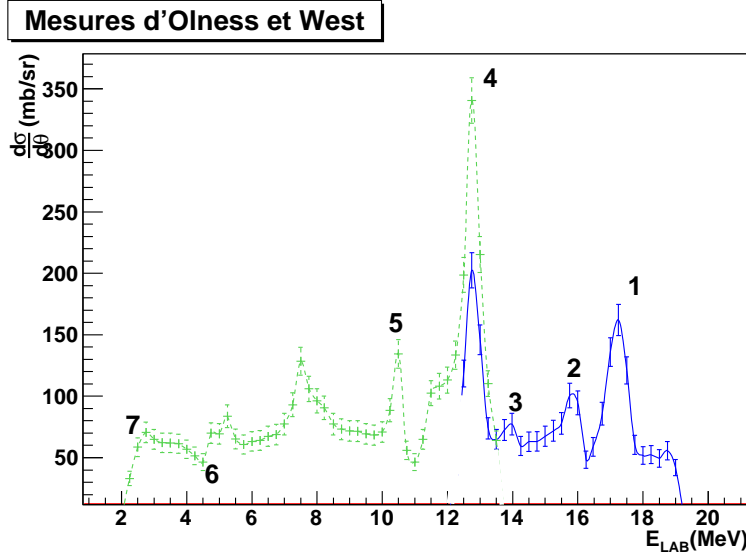


FIG. 4.7 – Fonction d’excitation de la réaction  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$  mesurée par [West69] (pointillés verts) et [Oln58] (courbe solide bleue), transformée dans le référentiel de l’expérience.

Malgré cette incertitude sur la normalisation, nous utilisons les pics de ces jeux de données comme référence pour l’étalonnage en énergie des détecteurs, et comparons leur position avec notre mesure expérimentale. Nous constatons ainsi des décalages entre nos mesures pré-étalonnées avec une source alpha et les références, représentées en figure 4.8. Ils se regroupent en deux ”catégories” relatives aux deux sélections réalisées :

- Un décalage moyen de 150 keV pour les événements s’arrêtant dans le détecteur  $\Delta E$
- Un décalage moyen de 170 keV pour les événements s’arrêtant dans le détecteur E.

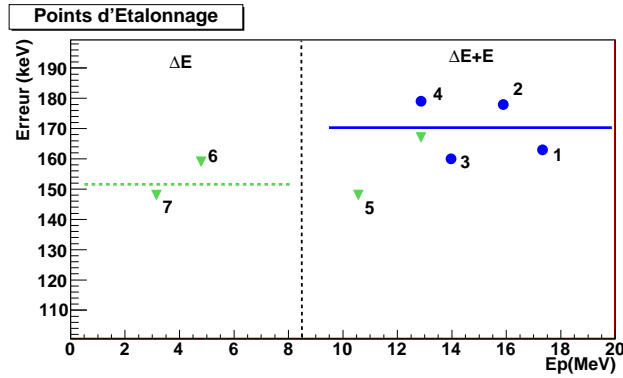


FIG. 4.8 – Ecart mesuré entre nos données expérimentales et celles de [West69] (triangles verts) ou [Oln58] (cercles bleus) et écarts moyens constatés pour les événements s’arrêtant dans le détecteur  $\Delta E$  (ligne pointillé) ou dans le détecteur E (ligne solide).

Nous identifions immédiatement une première correction à réaliser sur l’étalonnage lui-même : les pertes d’énergie non collectées décrites au chapitre 3, dépendent du type de particule détectée. Or, notre étalonnage préliminaire a été réalisé avec des particules alpha tandis que nous étudions ici des protons. Il faut donc corriger la différence entre les pertes des deux particules, et ce pour chaque détecteur :  $\Delta E$  et E. Cette différence est donnée en

figure 4.9, à gauche, et atteint au maximum 44keV.

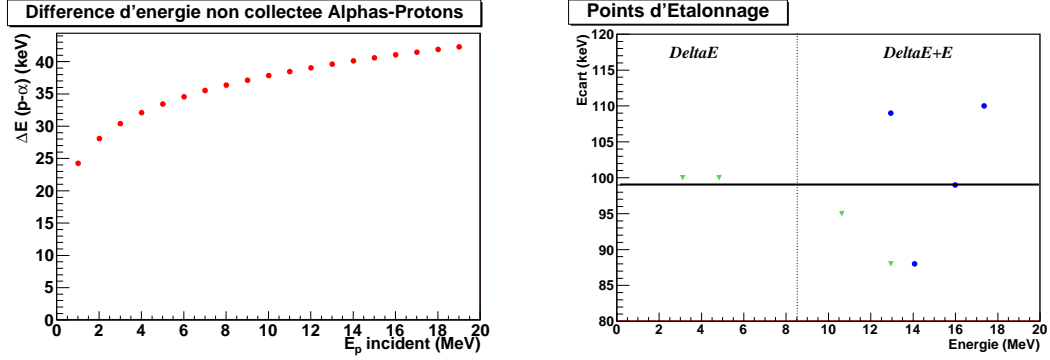


FIG. 4.9 – *A gauche* : Différence d'énergie non collectée entre les alphas et les protons en fonction de l'énergie détectée. *A droite* : Ecart mesuré entre nos données expérimentales et celles de [West69](triangles) ou [Oln58](cerles) après correction de la différence d'énergie non collectée.

Une fois cette correction faite nous itérons la comparaison entre notre mesure expérimentale et les données des autres expériences et obtenons un décalage moyen de  $+98\text{keV} \pm 10\text{keV}$  sur toute la gamme d'énergie (figure 4.9 à droite). Nous suggérons alors l'existence d'une couche de vernis sur la source de particules alpha utilisée pour l'étalonnage préliminaire ou d'une couche morte sur le détecteur  $\Delta E$ , où les particules alpha auraient perdu environ 98 keV d'énergie.

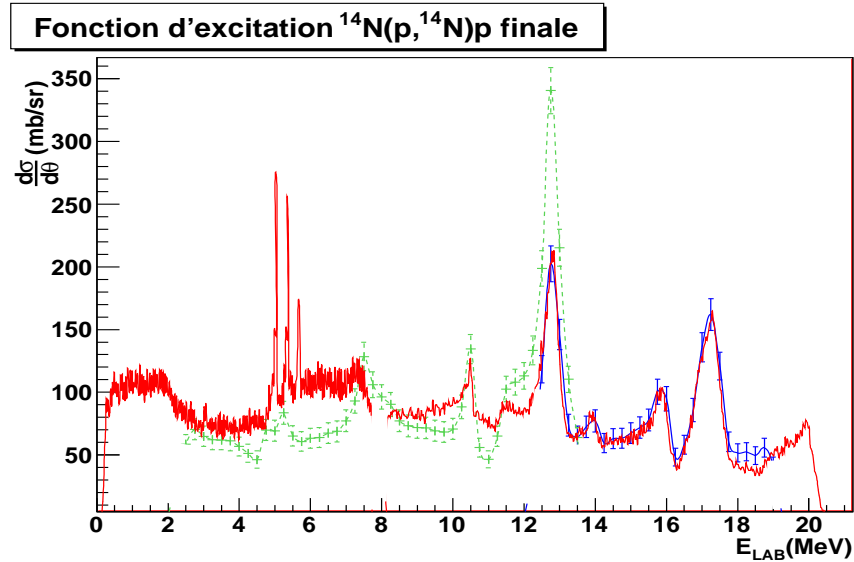


FIG. 4.10 – Fonction d'excitation expérimentale de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{N}, p)^{14}\text{N}$  mesurée à zéro degré (courbe solide sans barres d'erreurs) avec un étalonnage corrigé, comparée aux données expérimentales d'[Oln58] (courbe solide bleue) et [West69] (courbe en pointillés verts).

Nous corrigeons ce décalage en modifiant directement le coefficient "b" estimé avec la source de particules alphas pour les droites d'étalonnage. Après correction, l'écart final

d'étalonnage est  $\pm 10\text{keV}$  sur toute la gamme d'énergie, correspondant à la fonction d'excitation donnée en figure de 4.10. L'accord entre les deux mesures étant satisfaisant, nous pouvons donc poursuivre l'analyse et étudier les runs d' $^{14}\text{O}$ .

### 4.3 Analyse des données d' $^{14}\text{O}$ mesurées à zéro degré

Suite à l'étalonnage des détecteurs, nous étudions à présent les données issues de la diffusion élastique  $^1\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$ . La démarche est la même que celle effectuée pour les données d' $^{14}\text{N}$  et comporte une phase de sélection des évènements puis d'analyse.

#### 4.3.1 Sélection des évènements protons à zéro degré

De même que précédemment, nous réalisons deux sélections distinctes, relatives aux évènements s'arrêtant dans le détecteur  $\Delta E$  et à ceux traversant le détecteur  $\Delta E$  pour s'arrêter dans le détecteur E.

Dans le premier cas, nous effectuons une sélection graphique dans le diagramme  $\Delta E$  versus  $T_{HF}$  représenté en figure 4.11, à gauche. Nous nous basons sur les valeurs de temps de vol données dans le tableau 4.3 pour identifier les protons. De même que pour les données d' $^{14}\text{N}$ , nous ne pouvons pas exclure une contribution de particules alpha, le temps de vol de celles-ci étant trop proche de celui des évènements protons.

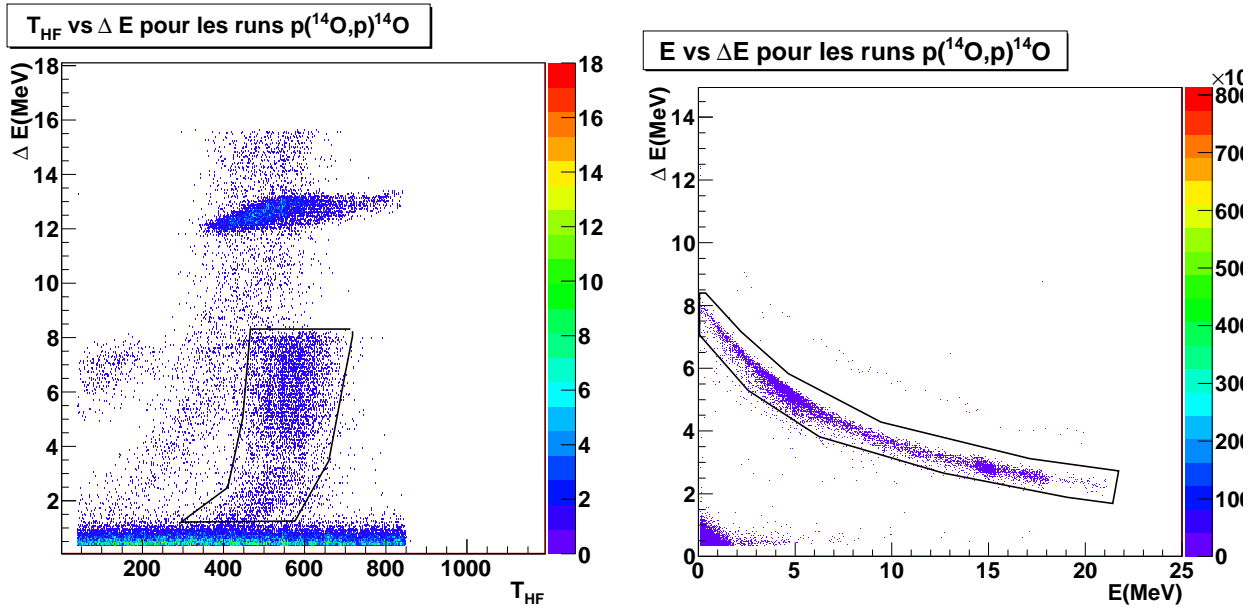


FIG. 4.11 – *A gauche* : Diagramme  $T_{HF}$  vs  $\Delta E$  pour les évènements issus des runs  $^1\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$  et s'arrêtant dans le détecteur  $\Delta E$ . Le contour encadre les évènements protons sélectionnés pour l'analyse. *A droite* : Diagramme  $\Delta E$  vs  $E$  pour les données issues des runs  $^1\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$ . Nous y identifions des évènements bêta à basse énergie, une ligne intense relative aux évènements protons (sélectionnée par contour) et une ligne plus fine correspondant à quelques particules de deutérium.

Pour les évènements "haute énergie" c'est à dire traversant  $\Delta E$  et s'arrêtant dans E, nous utilisons :

- une sélection réalisée sur le diagramme  $(\Delta E, E)$  pour identifier sans ambiguïté les évènements protons grâce à la ligne correspondante.
- une seconde sélection réalisée dans le diagramme  $(T_{HF}, \text{Energie totale})$  pour éviter de prendre en compte des protons ayant des temps de vol décalés.

Ces deux diagrammes sont représentés en figure 4.11 (à gauche) et 4.12 respectivement, avec les sélections associées.

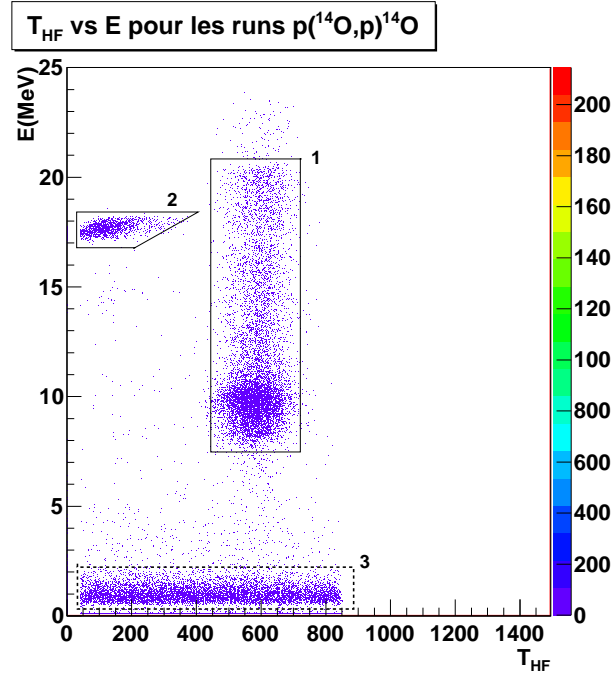


FIG. 4.12 – Diagramme  $T_{HF}$  vs  $E_{totale}$  pour les données issues des runs  $^1\text{H}(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$ . Nous identifions essentiellement un groupe d'évènements protons issus de la diffusion élastique résonante (1)(entourés par le contour noir), un groupe d'évènements de décroissance bêta (3) ainsi qu'un groupe de contaminant (2) décalé par rapport aux évènements d'intérêt et situé à une énergie moyenne de 17.55 MeV.

Dans le diagramme  $(T_{HF}, \text{Energie totale})$  (figure 4.12), en plus des protons d'intérêt sélectionnés par le contour (1), nous remarquons la présence d'un groupe d'évènements (3) de basse énergie ( $E \leq 2\text{MeV}$ ) et étalés sur tous les temps. Ils sont identifiés comme des évènements bêta issus des décroissances radioactives de  $^{14}\text{O}$ . Le taux de comptage de ces évènements est de environ 1 par seconde, comme estimé au chapitre 3 avec l'utilisation de la cible tournante (contre 85 coups/sec sans la rotation).

Nous observons également un groupe d'évènements (2) situé aux alentours d'une énergie de 17.55 MeV, décalés de environ 35 ns par rapport aux évènements d'intérêt. En raison du taux de comptage intense de ces évènements (10 coups par sec. contre environ 1 par sec. pour la réaction de diffusion), nous supposons qu'ils ne proviennent pas d'une réaction nucléaire dans la cible. De plus, le  $B\rho$  calculé pour ces protons est de 0.6156 T.m, soit exactement le  $B\rho$  utilisé pour conduire les noyaux d' $^{14}\text{O}^{8+}$  dans la ligne. Ils sont donc probablement venus avec le faisceau et ont traversé la cible en perdant une partie de leur

énergie (42keV).

Pour expliquer l'origine de ces évènements, nous avons étudié deux hypothèses :

1. Ces protons ont été produits par réaction nucléaire quelque part dans la ligne, par exemple sur le stripper utilisé pour éplucher les ions d' $^{14}\text{O}$  de charge  $3^+$  à un état de charge  $8^+$ . Cette réaction doit avoir une section efficace très grande, puisque l'intensité des contaminants protons est très importante, mais la feuille de stripper d'Al est épaisse de seulement  $0.8\mu\text{m}$ . Il est donc difficile de donner crédit à cette hypothèse
2. Ces protons sont issus d'un contaminant moléculaire  $XH_N^{Q+}$  de masse  $(M_X + 1.N).u$ , de charge  $Q+$  et de vitesse  $v$  venu avec les ions d' $^{14}\text{O}^{3+}$ , qui se serait cassé dans ce même stripper en émettant un proton (figure 4.13).

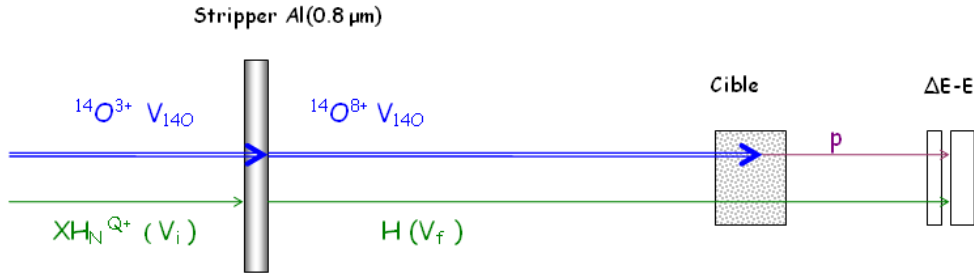


FIG. 4.13 – Schéma de la ligne et de l'ensemble de détection. Le stripper épluche les ions d' $^{14}\text{O}$  en changeant l'état de charge. On suppose qu'un contaminant moléculaire  $XH_N^{Q+}$  venu avec le faisceau est dissocié par ce stripper pour émettre des protons à une énergie d'environ 17.5 MeV.

Pour parvenir jusqu'au stripper, ce contaminant doit avoir le  $B\rho$  de la ligne c'est à dire d'une vitesse  $v_i$  vérifiant :

$$B\rho_{X+H} = \frac{(M_X + N)}{Q} \cdot v_i = B\rho_{140-3+} = \frac{14}{3} \cdot v_{140} = 1.6548T.m \quad (4.1)$$

De plus, après cassure, ce contaminant doit émettre des protons à une vitesse  $v_f$  identique à celle de la molécule initiale ( $v_i = v_f$ ) dont le  $B\rho$  correspond au  $B\rho$  la ligne après le stripper, soit :

$$B\rho_H = \frac{1}{1} \cdot v_f = B\rho_{140-8+} = \frac{14}{8} \cdot v_{140} = 0.6156T.m \quad (4.2)$$

En combinant les équations 4.1 et 4.2, on aboutit à :

$$\frac{B\rho_{X+H}}{B\rho_H} = \frac{(M_X + N)}{Q} = \frac{1.6548T.m}{0.6156T.M} = 2.677 \quad (4.3)$$

d'où

$$M_X = 2.677.Q - N \quad (4.4)$$

La masse de la particule étant par définition un entier, cette équation n'est approximativement vérifiée que pour  $q=3,6,9,\text{etc.}$  Les molécules disposant d'un état de charge



faible étant plus "faciles" à constituer, il est plus probable qu'une molécule d'un état de charge  $3^+$  ait été formée, et que sa masse soit égale à  $M_X=7.u-N.u$ . Dans ces conditions, seuls deux candidats sont possibles :

- $(^6\text{Li}H_1)^{3+}$  ( $N=1$  soit  $M_X=6$ ) : une espèce connue et utilisée comme cible dans le cadre de l'étude de la diffusion de nucléons à très haute énergie (au delà de 1 GeV).
- $(^4\text{He}H_3)^{3+}$  ( $N=3$  alors  $M_X=4$ ) : un contaminant improbable mais déjà observé au GANIL lors d'une précédente expérience.

En conclusion, nous disposons donc de deux candidats possibles pour expliquer les protons observés. Cependant, avec nos données, nous ne pouvons pas nous assurer de leur formation et de leur détection.

### 4.3.2 Fonction d'excitation de la réaction $^1\text{H}(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$

Avec les sélections précédentes, nous construisons la fonction d'excitation de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$  dans le référentiel du laboratoire en cinématique inverse.

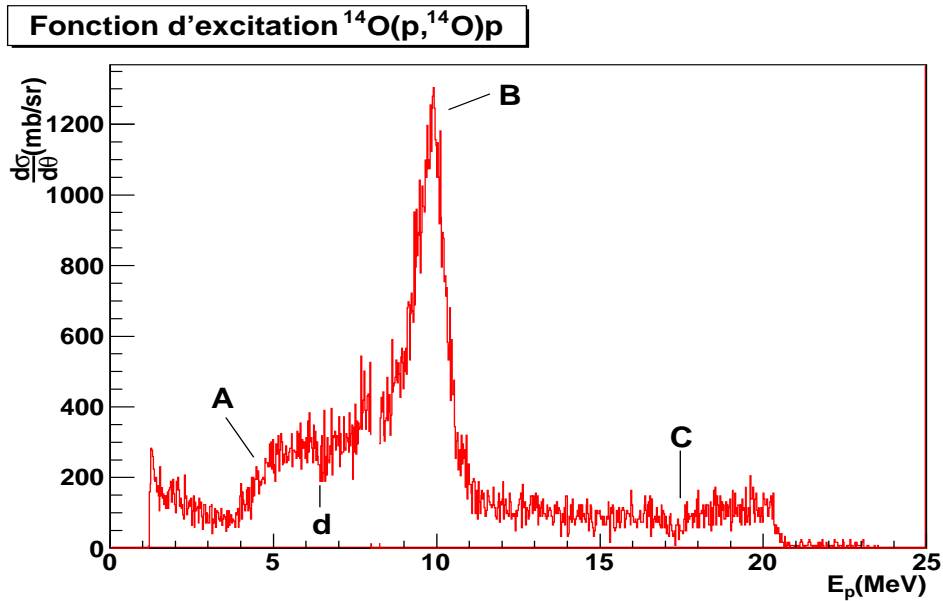


FIG. 4.14 – Fonction d'excitation de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$  mesurée dans le référentiel du laboratoire.

Représentée en figure 4.14, celle-ci montre la structure attendue et prédite au chapitre 3, c'est à dire un creux autour de 3-4 MeV (A) et un pic large autour de 10 MeV (B), relatifs à l'état fondamental et au premier état excité respectivement. La coupure visible autour de 8.2 MeV correspond - de même que pour la fonction d'excitation de l' $^{15}\text{O}$  (voir figure 4.6) - à l'interface entre les deux détecteurs  $\Delta E$  et  $E$ . En plus de ces éléments attendus, nous observons également un creux autour de 17.2 MeV (C) et supposons qu'il s'agit du deuxième état excité. Avec les éléments d'analyse graphique donnés aux chapitre précédents, nous suggérons immédiatement un état de spin  $\frac{1}{2}$ . Cependant ces résultats doivent être confirmés par une analyse plus fine.

Enfin, nous observons également un léger déficit d'évènements autour de 6.4 MeV (indiqué (d)), correspondant à une perte de environ 10% d'évènements entre 6.32 et 6.72 MeV. Ce déficit n'a pas été vu lors de précédentes expériences, n'a pas de justifications physiques, et vient donc probablement d'un problème expérimental. Nous calculons que les énergies laboratoire mesurées correspondent à des noyaux d' $^{14}\text{O}$  disposant d'une énergie incidente comprise entre 26.14 et 27.9 MeV, interagissant après avoir traversé  $101.9\ \mu\text{m}$  à  $103.7\ \mu\text{m}$  de la cible de polypropylène. Cela correspond quasiment à la position de l'interface entre la cible fixe et la cible tournante, et signifie que ce déficit peut être lié à cette interface.

Pour étudier cette hypothèse, nous simulons notre expérience en incluant une petite couche de cible où une certaine proportion des noyaux cibles ne réagissent pas (déficience d'hydrogène) et appliquons cette simulation aux calculs du code Anarki pour mesurer l'influence de cette couche "morte" sur le taux de comptage de la réaction  $^1\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$ . Le déficit est parfaitement reconstruit (4.15) en considérant une couche de  $1.8\ \mu\text{m}$  de  $\text{CH}_n$ , située après  $101.9\ \mu\text{m}$  de polypropylène, où 15% des noyaux d' $^{14}\text{O}$  n'interagissent pas. Nous avons également appliqué cette simulation au cas de la diffusion  $^1\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$ , mais le désaccord entre les données mesurées par Olness et notre propre mesure ne nous permet pas de confirmer la présence du déficit de coups. L'origine de cette couche "morte" est probablement lié à l'installation des cibles tournantes de FULIS, celles-ci ayant été installées manuellement (présence possible de traces sur la cible) et fixées avec de l'adhésif pouvant se retrouver accidentellement sur la trajectoire du faisceau.

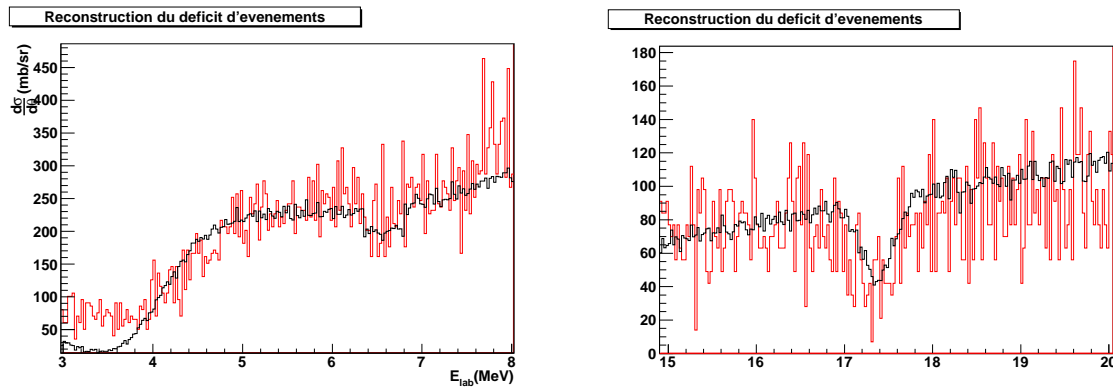


FIG. 4.15 – Fonction d'excitation de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}$  mesurée dans le référentiel du laboratoire (en rouge) comparée avec une simulation de l'influence d'une couche morte dans la cible. *A gauche* : Simulation pour reconstruire le déficit d'évènements observé à 6.4 MeV. *A droite* : Simulation pour reproduire le creux à 17.2 MeV. Les paramètres utilisés sont donnés dans le texte.

Suite à cette observation, nous avons également tenté de reconstruire le creux observé autour de 17.2 MeV afin de nous assurer qu'il n'est pas un artefact expérimental. Ce creux est reconstruit en utilisant une couche de  $7\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, située après  $28\ \mu\text{m}$  de polypropylène avec au moins 60% d'ions incidents ne réagissant pas, selon une distribution en "V" (figure 4.15 à droite). Une couche d'une telle épaisseur n'ayant aucune raison d'être présence du point de vue technique, ce déficit n'est pas dû à un problème expérimental et correspond bien à un nouvel état excité du  $^{15}\text{F}$ .

### 4.3.3 Analyse en matrice $R$ pour l'extraction des états excités

Pour l'analyse des données, nous allons utiliser la méthode explicitée au chapitre 2 : comparer les prédictions du code Anarki avec nos données expérimentales puis ajuster les paramètres du calcul (énergie d'excitation, largeur, spin des niveaux) afin de reproduire au mieux les données. Nous utilisons pour le rayon la valeur  $R = 1.4\text{fm} \times A^{1/3}$ . Etant donné que nous ne disposons pas pendant l'expérience d'un suivi précis du nombre d'ions  $^{14}\text{O}$  incidents, la normalisation de la section efficace est un paramètre libre. Ce paramètre est ajusté pour reproduire les valeurs calculées par le code Anarki.

#### 4.3.3.1 Mesure des deux premiers états

Pour cette analyse, nous nous intéressons uniquement à l'état fondamental et au premier état excité et cherchons à reproduire la fonction d'excitation entre 0 et 12MeV. Nous utilisons comme valeur de départ pour les calculs d'Anarki les valeurs d'énergie de résonance, largeur et spin données par [Gold04] et procédons par deux méthodes pour ajuster ces paramètres à notre mesure :

- Une méthode "graphique" : L'appréciation de la fonction d'excitation est réalisée "à l'oeil" par comparaison entre le calcul du code Anarki et la fonction d'excitation mesurée sur la gamme 1 à 12MeV. Les paramètres sont modifiés selon les différences observées.
- Une méthode par  $\chi^2$  : Un critère de  $\chi^2$  est calculé à chaque changement de paramètre pour définir un accord optimal. Le  $\chi^2$  est défini comme la différence au carré entre la section efficace mesurée et celle donnée par Anarki, sur une gamme d'énergie égale à [4-6] MeV pour l'état fondamental et [8.5-11] MeV pour le premier état excité.

Avec ces méthodes, nous obtenons l'ajustement donné en figure 4.16 où la fonction d'excitation expérimentale est très bien reproduite par le calcul d'Anarki sur la gamme attendue, c'est à dire entre 4 et 10 MeV. Le désaccord à basse énergie n'est pas expliqué. Celui à haute énergie pourra sans doute être corrigé en introduisant une nouvelle résonance relative au deuxième état excité.

Niveau	Méthode	$E_R(\text{MeV})$	$\Gamma_R(\text{keV})$
fondamental $\frac{1}{2}^+$	graph.	$1.29 \pm 0.01$	$1500 \pm 200$
	$\chi^2$	$1.29 \pm 0.008$	$1500 \pm 200$
	[Gold04]	1.29	700
Premier état excité $\frac{5}{2}^+$	graph.	$2.78 \pm 0.01$	$290 \pm 15$
	$\chi^2$	$2.79 \pm 0.01$	$300 \pm 10$
	[Gold04]	2.795	325

TAB. 4.5 – Energie et largeur du fondamental et du premier état excité du  $^{15}\text{F}$  mesurées par nos deux méthodes et comparées aux résultats de [Gold04]

Les résultats de cette analyse sont donnés dans la table 4.5 et sont similaires entre les deux méthodes. De plus, ils sont en accord avec la mesure de [Gold04], hormis pour la largeur de l'état fondamental. Cette différence est liée à la forme de la résonance, difficile à reproduire, et à la faible statistique de l'expérience de [Gold04].

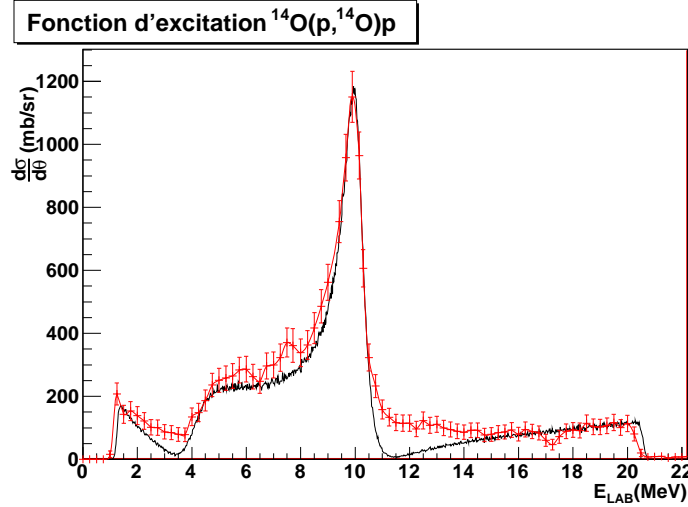


FIG. 4.16 – Fonction d’excitation de la réaction  $H(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$  mesurée dans le référentiel du laboratoire (courbe avec barre d’erreurs) comparée avec les calculs d’Anarki (courbe solide) en introduisant deux états du  $^{15}\text{F}$  dont les paramètres sont donnés en table 4.5.

Hormis la largeur de l’état fondamental, une incertitude de  $\pm 10\text{keV}$  a été obtenue pour chaque paramètre, inférieure à celle des expériences précédentes ([Gold04]). La précision de notre mesure est liée à la bonne résolution de l’expérience et au taux de comptage important. L’incertitude importante sur la largeur de l’état fondamental est due à la forme très élargie de la résonance.

#### 4.3.3.2 Soustraction du fond carbone

La première comparaison entre les calculs du code Anarki et nos données expérimentales laisse apparaître de nombreux écarts sur toute la gamme d’énergie, et plus particulièrement autour de 12 MeV. En soustrayant les résultats d’Anarki à nos données expérimentales, nous mettons en évidence la présence d’un bruit de fond sur toute la gamme d’énergie mesurée (figure 4.17), atteignant une section efficace différentielle allant jusqu’à 150 mb/sr. Ce fond est probablement issu de diverses réactions nucléaires ayant lieu en plus de la diffusion élastique résonante, comme la fusion des noyaux d’ $^{14}\text{O}$  avec les atomes de carbone contenus dans la cible. Cette réaction particulière avec le carbone produit des protons détectés aux énergies d’intérêt, et n’a pu être mesurée pendant cette expérience en raison d’un manque de temps. Cependant, elle a été mesurée par Guo et al [Guo05] en terme de section efficace. Représentée en courbe solide sur la figure 4.17, cette contribution compose une grande partie de notre ”bruit de fond”.

Pour la suite de l’analyse de la fonction d’excitation nous retirons donc ce fond carbone de nos données mesurées à zéro degré. Le résultat est donné en figure 4.18 et comparé avec les résultats du code Anarki obtenus précédemment. Avec cette correction nous reconstruisons mieux l’évolution de la section efficace, notamment entre 5 et 10 MeV. Cependant, malgré cette correction, il reste une différence entre la mesure expérimentale et le calcul d’Anarki autour de 12 MeV. Nous suggérons alors l’existence d’un canal de diffusion

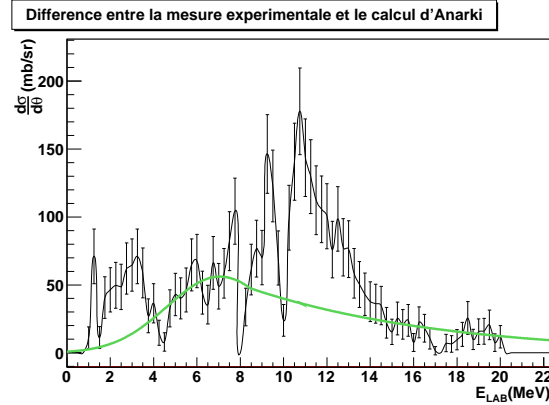


FIG. 4.17 – Bruit de fond extrait de la soustraction des calculs d'Anarki à nos données expérimentales (courbes avec barres d'erreurs). Ce bruit est comparé à la section efficace de la diffusion carbone (courbe solide verte) obtenu par [Guo05] dans les mêmes conditions expérimentales.

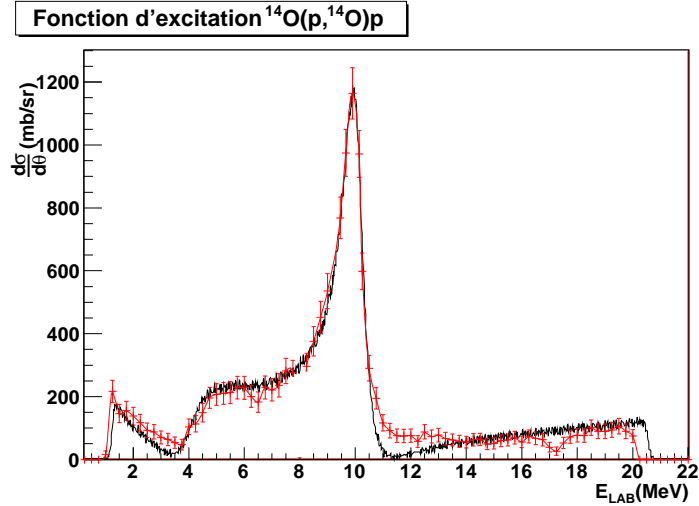


FIG. 4.18 – Fonction d'excitation expérimentale (courbe avec barre d'erreurs) où l'on a retiré le fond carbone mesuré par [Guo05], et comparée avec les calculs du code Anarki (courbe solide) pour les valeurs données en table 4.7. On observe un meilleur accord entre le calcul et l'expérience par rapport à la figure 4.16 où le fond carbone n'a pas été retiré.

inélastique; où l'on peuple un état excité haute énergie dans le  $^{15}\text{F}$  qui décroît vers le premier état excité de l' $^{14}\text{O}$  situé à une énergie d'excitation de 5.13 MeV. Or, l'énergie de résonance maximale accessible dans cette expérience étant de 5.6 MeV, donc un proton de diffusion inélastique disposerait au maximum d'une énergie de 8.13 MeV pour une émission à zéro degré dans le laboratoire. Un canal inélastique ne peut donc justifier le désaccord restant.

#### 4.3.3.3 Analyse du deuxième état excité

Nous nous intéressons au déficit d'événements observé autour de 17.2 MeV, probablement lié au deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . Dans un premier temps, nous essayons de trouver le spin de l'état et simulons cette résonance pour différents spins afin de comparer les

formes. Sur la figure 4.19, nous observons que la forme mesurée est mieux reproduite dans le cas d'un spin  $1/2^-$ , ce qui est en accord avec le schéma de niveau du noyau miroir  $^{15}\text{C}$  et les prédictions théoriques pour le  $^{15}\text{F}$  ([Can06]).

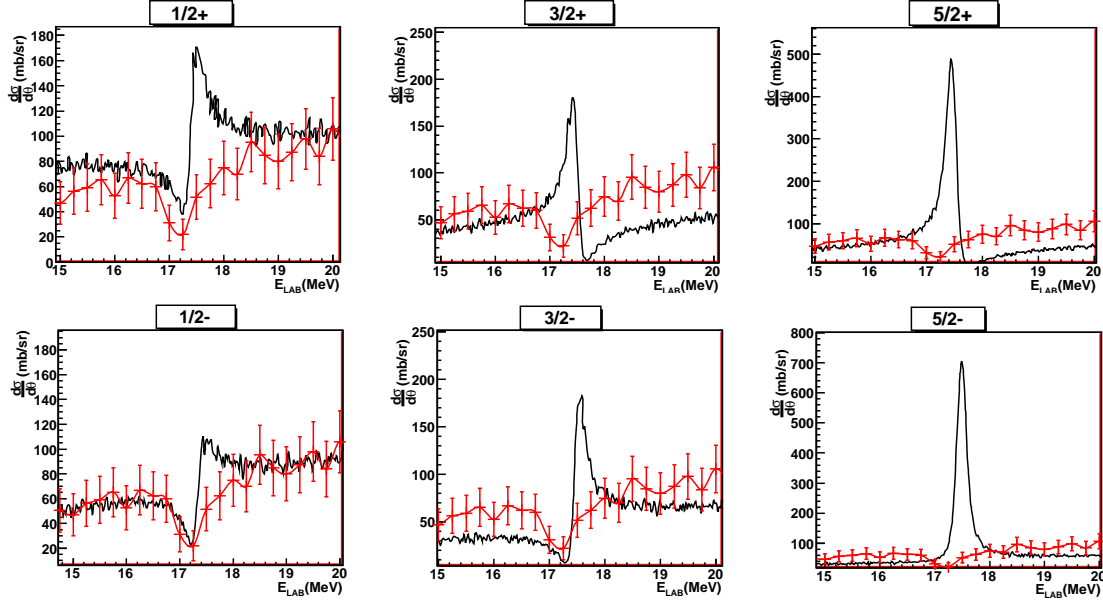


FIG. 4.19 – Comparaison entre nos données expérimentales (courbe avec barres d'erreurs, en rouge) et les résultats d'Anarki (courbe solide noire) calculés pour différents spins pour le deuxième état excité.

Une fois le spin et la parité déterminés, nous ajustons la position de l'état jusqu'à obtenir un accord entre les calculs et la mesure expérimentale, et obtenons une énergie de résonance de 4.780 MeV par la méthode "graphique" et celle du  $\chi^2$ , soit 303keV au dessous du premier état excité du  $^{14}\text{O}$  et 160keV au dessus du seuil  $^{13}\text{N}+2\text{p}$ . L'erreur sur cette mesure est de  $\pm 8\text{keV}$ .

Pour la largeur, nous trouvons un accord pour une valeur de  $40\text{keV} \pm 5\text{keV}$  avec les deux méthodes d'analyse, mais remarquons que la forme de la résonance n'est pas correctement reproduite (figure 4.20, à gauche) : La partie haute énergie de la résonance présente une variation trop abrupte ainsi qu'un léger pic que nous ne retrouvons pas expérimentalement. Pour expliquer ce désaccord, nous pensons d'abord à un effet lié à la statistique de l'expérience, qui pourrait être insuffisante pour faire apparaître la forme exacte de la résonance. Pour tester cette idée, nous simulons la fonction d'excitation prédite par Anarki avec exactement notre statistique expérimentale et obtenons la figure 4.20, à droite. Un léger désaccord apparaît toujours sur les pentes de la résonance et le "pic" situé à haute énergie. Ce n'est donc probablement pas un effet de statistique.

Pour tenter de comprendre cette différence, nous révisons les paramètres utilisés pour décrire le deuxième état du  $^{15}\text{F}$  et trouvons le moyen d'introduire un deuxième canal de décroissance de cet état- soit une deuxième largeur partielle - . En ajustant cette largeur nous trouvons un bon accord entre notre mesure et le calcul d'Anarki pour  $\Gamma_X=40\text{keV}$

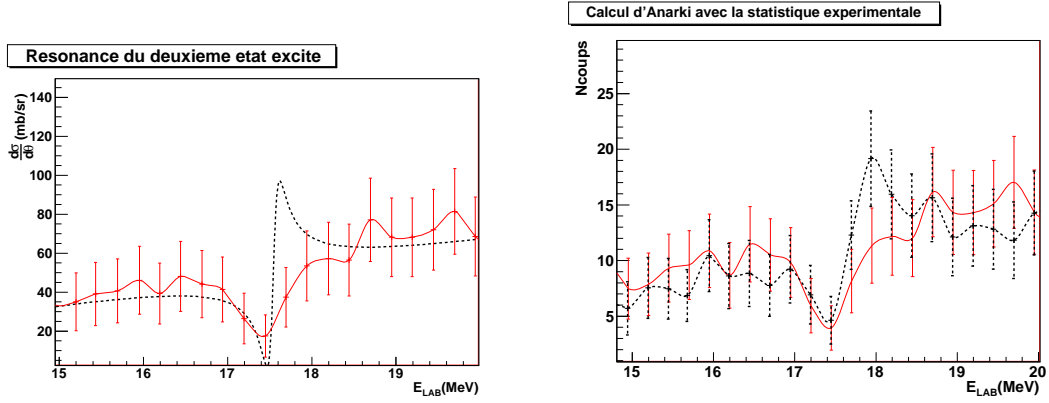


FIG. 4.20 – *A gauche* : Comparaison entre nos données expérimentales (courbe avec barres d'erreurs) et le calcul d'Anarki (en pointillés) autour de la résonance du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . *A droite* : Id. en introduisant dans le calcul Anarki la statistique de l'expérience. Dans les deux cas, on observe un léger désaccord entre l'expérience et le calcul sur la forme de la résonance à haute énergie.

(cf. figure 4.21), notamment lorsque le calcul est réalisé avec la statistique de l'expérience (figure 4.21 à droite). L'origine de cette voie de décroissance est inconnue à ce niveau de l'analyse ; mais en raison de la position du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  (160keV au dessus du seuil  $^{13}\text{N}+2p$ ) la voie de décroissance deux protons peut être suspectée. Cependant ces observations doivent être validées par l'analyse des données mesurées dans le CD-PAD.

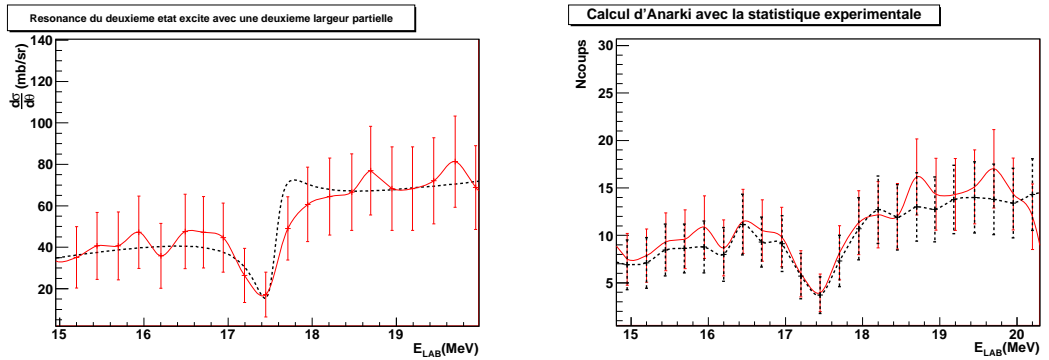


FIG. 4.21 – *A gauche* : Comparaison entre nos données expérimentales (courbe avec barres d'erreurs) et le calcul d'Anarki (en pointillés) autour de la résonance du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . Deux canaux de décroissance ont été introduits pour décrire cet état : une voie de décroissance proton  $\Gamma_p=40\text{keV}$  et un deuxième canal inconnu  $\Gamma_X=40\text{keV}$ . *A droite* : Id. en introduisant dans le calcul Anarki la statistique de l'expérience.

#### 4.3.3.4 Fonction d'excitation finale

Nous introduisons ce nouvel état dans le calcul de la fonction d'excitation de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{O}, p)^{14}\text{O}$  afin d'ajuster le calcul avec notre mesure expérimentale sur toute la gamme d'énergie (0 à 21MeV). Suite aux désaccords observés, nous devons modifier le facteur de normalisation pour le réduire légèrement, ainsi que la position et largeur de l'état fondamental. Ce changement est justifiée par la prise en compte de la queue de la résonance à

très haute énergie (au dessus de 12MeV).

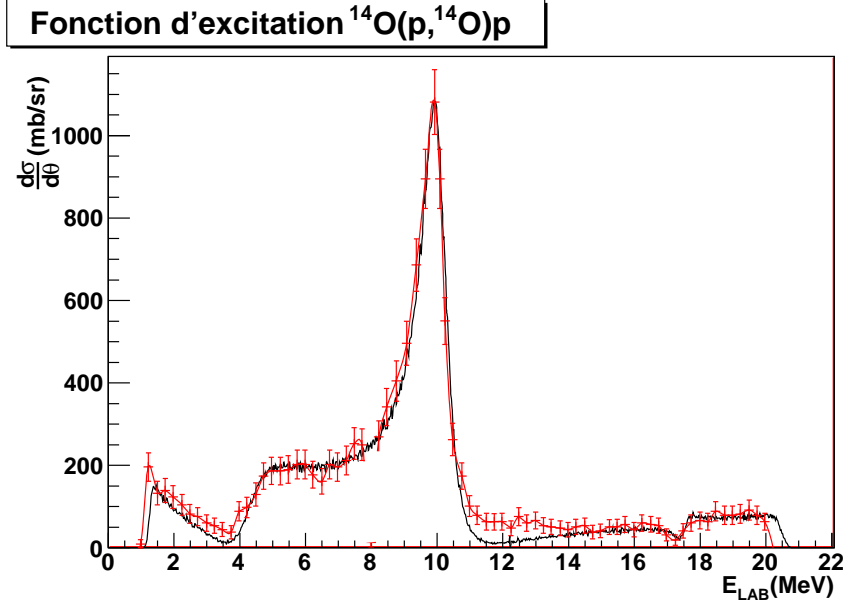


FIG. 4.22 – Fonction d’excitation de la réaction  $H(^{14}\text{O},p)^{14}$  où l’on a retiré le fond de diffusion carbone mesuré par [Guo05], et comparée avec les calculs du code Anarki (ligne continue) où trois états sont utilisés pour décrire le  $^{15}\text{F}$  (table 4.7).

Les résultats finaux sont donnés en table 4.6 et correspondent à la fonction d’excitation théorique donnée en figure 4.22. L’accord obtenu entre notre mesure et le calcul d’Anarki est bon sur toute la gamme, hormis autour de 12MeV. Nous avons tenté d’introduire une résonance à plus haute énergie ayant les propriétés décrites par [For07] ou [Can06], sans obtenir de résultat concluant.

-	E (MeV)	$\Gamma$ (keV)	$\Gamma_p/\Gamma_{tot}$
fondamental	$1.31 \pm 0.01$	$900 \pm 200$	1
premier état ex.	$2.78 \pm 0.01$	$320 \pm 10$	1
2e état ex.	$4.78 \pm 0.005$	$40 \pm 5$	0.5

TAB. 4.6 – Energies et largeurs des états du  $^{15}\text{F}$  ré-analysées après inclusion de toutes les résonances dans la fonction d’excitation.

#### 4.3.4 Comparaison avec les résultats d’autres expériences

Le tableau 4.7 rassemble les résultats donnés dans la littérature pour l’état fondamental et le premier état excité. Nos résultats sont en bon accord avec ces mesures, notamment celle de [Gold04] réalisée avec la même méthode. Les barres d’erreurs obtenues pour notre mesure sont meilleures que celles obtenues précédemment en raison de la résolution des détecteurs (environ 50keV dans le laboratoire soit 12.5keV dans le centre de masse) et la



statistique importante de notre mesure. Nous recommandons les valeurs données en fin du tableau, égales aux moyennes pondérées de ces résultats.

		E(MeV)	$\Gamma(\text{keV})$	E(MeV)	$\Gamma(\text{keV})$
ref		Fondamental $1/2^+$		Premier état excité $5/2^+$	
[Ben78]	exp.	$1.60 \pm 0.2$	$\geq 900$	$2.79 \pm 0.025$	$240 \pm 30$
[KeK78]	exp.	$1.370 \pm 0.18$	$800 \pm 300$	-	-
[Gre97]	th.	1.48	500	2.35	150-200
[Baye03]	th.	1.33	620	2.79	230
[Lép04]	exp.	$1.14 \pm 0.15$	$800 \pm 300$	$2.54 \pm 0.070$	$270 \pm 70$
[Pet03]	exp.	$1.51 \pm 0.11$	1200	$2.853 \pm 0.045$	340
[Gold04]	exp.	$1.29 \pm 0.08$	700	$2.795 \pm 0.045$	$325 \pm 60$
[Guo05]	exp.	$1.23 \pm 0.05$	500-840	$2.81 \pm 0.02$	$300 \pm 60$
Notre mesure	exp.	$1.31 \pm 0.01$	$900 \pm 200$	$2.78 \pm 0.01$	$320 \pm 10$
Recommandé	-	$1.308 \pm 0.01$	$853 \pm 146$	$2.786 \pm 0.009$	$311 \pm 10$

TAB. 4.7 – Energie et largeur mesurées de l'état fondamental et du premier état excité du  $^{15}\text{F}$ , comparées aux valeurs mesurées lors de précédentes expériences.

Concernant le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ , les résultats expérimentaux et théoriques sont rassemblés dans le tableau 4.8. Les énergies et largeurs obtenues sont proches de celles mesurées pour le noyau miroir  $^{15}\text{C}$ . Notre mesure est éloignée de la prédiction réalisée par [Can06] mais s'accorde bien avec les estimations de [For07]. En comparant les modèles utilisés dans ces calculs, on remarque que [Can06] décrit le  $^{15}\text{F}$  sous la forme d'un coeur d' $^{14}\text{O}+p$  alors que [For07] le décrit sous le système  $\{^{13}\text{N}+2p\}$ . Le désaccord entre l'expérience et les calculs de [Can06] pourrait donc être interprété comme une mauvaise hypothèse sur la structure du  $^{15}\text{F}$ . Une étude fine des propriétés du deuxième état excité sera nécessaire pour tester cette idée.

-	$E_x$ (MeV)	$\Gamma(\text{keV})$	$\theta^2$
Noyau miroir $^{15}\text{C}$	3.103	40	$3.86 \times 10^{-3}$
[Can06]	4.18	5.0	$3.56 \times 10^{-4}$
[For07]	2.31	55	$4.3 \times 10^{-3}$
Notre mesure	3.47	40	$3.35 \times 10^{-3}$

TAB. 4.8 – Energie, largeur et largeur réduite sans dimension du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ .

### 4.3.5 Conclusion de l'analyse à zéro degré

L'analyse des données mesurées à zéro degré nous a permis de mesurer précisément la position et la largeur des deux premiers états du  $^{15}\text{F}$ . Le formalisme de la matrice R a été utilisé et un bruit de fond relatif aux réactions avec les atomes de la cible a été soustrait de nos données. Notre mesure s'accorde bien avec les résultats d'expériences précédentes. Elle été réalisée avec une meilleure résolution et une meilleure statistique, d'où des barres d'erreurs de environ 10keV.

---

Nous avons également mis en évidence un nouvel état excité mesuré à une énergie de résonance de 4.78 MeV. Nous avons déterminé que cet état a un spin  $1/2^-$ . Une largeur de 40 keV a été trouvée pour le canal élastique mais la forme de la résonance n'est pas parfaitement reconstruite. Une correction a pu être apportée en ajoutant une autre largeur de 40 keV ad hoc qui serait due à un canal de décroissance inconnu. Le canal de décroissance deux protons est suspecté mais cette hypothèse doit être validée par l'analyse des données mesurées dans le détecteur CD-PAD.

# Chapitre 5

## Analyse de la distribution angulaire

Nous nous intéressons à présent aux données mesurées dans le détecteur CD-PAD afin de valider notre mesure effectuée à zéro degré et de confirmer l'assignation des spins. Composé de deux ensembles de silicium (CD :  $40\mu\text{m}$  et PAD :  $1500\mu\text{m}$ ) ce détecteur fonctionne comme un télescope  $\Delta E$ -E, et dispose d'une ouverture angulaire allant de  $5^\circ$  à  $20^\circ$  dans le laboratoire. Cependant, en raison de sa division en 4 secteurs puis en pistes (CD), il est nécessaire de traiter séparément chaque secteur et chaque piste.

Notre démarche d'analyse est la même que pour le télescope  $\Delta E$ -E : après vérification du fonctionnement du détecteur, nous analysons la mesure  $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$ , puis la mesure de la réaction d'intérêt  $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$ .

### 5.1 Vérification du détecteur

#### 5.1.1 Fonctionnement des pistes

Afin de nous assurer du fonctionnement de chaque piste du détecteur, nous avons mesuré sa réponse suite à l'introduction d'une source de particules alpha devant ce détecteur. Le résultat de cette mesure est représenté en figure 5.1 où la forme du CD-PAD a été reconstituée grâce aux numéros des voies touchées.

Chaque pixel représente le croisement entre une voie  $\theta$  et une voie  $\phi$ . La présence d'un évènement signifie que les deux voies correspondantes ont été touchées. De cette mesure nous constatons que les voies  $\theta=0,1$  et 9 du secteur 1, les voies  $\phi=8$  et 23 du secteur 2, les voies  $\phi=16$  à 24 du secteur 3 et toutes les voies  $\phi$  du secteur 4 ne fonctionnent pas. L'origine de ce dysfonctionnement est inconnu. Ces pistes sont donc exclues de l'analyse de données.

#### 5.1.2 Etalonnage et résolution en énergie

De même que pour le télescope  $\Delta E$ -E, nous étalonnons les détecteurs CD et PAD en utilisant une source de particules alpha émettant à trois énergies connues (5.15, 5.48 et 5.8 MeV). Cette source est placée devant le détecteur CD (étalonnage du CD seul), puis à

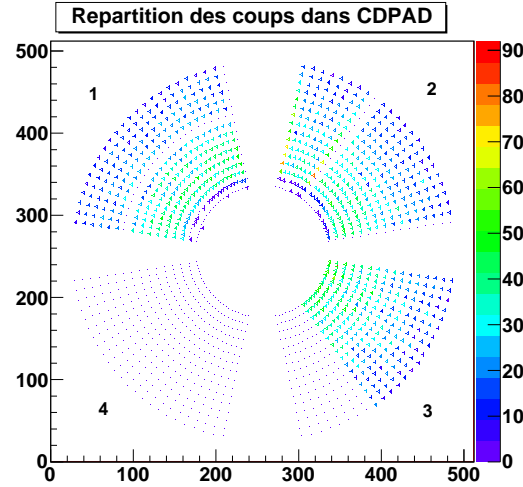


FIG. 5.1 – Répartition des coups dans le détecteur CDPAD issu d'une source alpha placée devant le détecteur.

l'arrière du détecteur PAD (étalonnage du PAD seul). Une équation linéaire  $a.x+b$  est calculée pour chaque piste de chaque secteur du détecteur CD, ainsi que pour chaque secteur du détecteur PAD. De plus, nous appliquons directement la correction liée à la différence d'énergie collectée entre les alphas issus de la source et les protons. Les droites obtenues pour les quatre secteurs PAD sont représentées en figure 5.2.

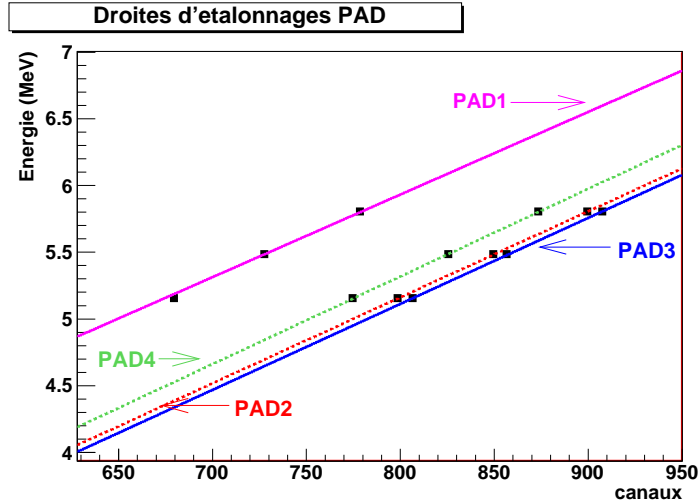


FIG. 5.2 – Droites et points d'étalonnage (carrés noirs) utilisés pour les différents détecteurs PAD.

La résolution en énergie des pistes CD et des détecteurs PAD ont été mesurées simultanément. Celle-ci est comprise entre 68 et 42 keV pour les quatre détecteurs PAD et varie entre 20 et 65 keV pour les détecteurs CD, en augmentant avec l'angle de mesure dans le laboratoire (exemple en table 5.1). Cette variation peut être liée à l'augmentation de l'épaisseur des pistes avec l'angle. Nous obtenons une résolution moyenne de 45 keV pour

la partie CD et de 54.8 keV pour la partie PAD, soit une résolution moyenne de 70 keV pour ce détecteur. Celle-ci est moins bonne que celle obtenue dans le détecteur placé à zéro degré.

piste n°	1	3	7	10	13	15
Angle lab (°)	6.34	8.26	12.06	14.83	17.55	19.31
Résolution FWHM (keV)	24	27	31	33	49	55

TAB. 5.1 – Résolution mesurée pour quelques pistes du secteur 2 du détecteur CD

### 5.1.3 Filtrage des données

Lorsque le détecteur fonctionne de manière optimale, la mesure réalisée par la voie  $\theta$  et par la voie  $\phi$  d'un même pixel donne une valeur identique. Cependant, en étudiant nos données, nous remarquons que 4 % des événements présentent des mesures  $\theta$  et  $\phi$  différentes, dont 3% liés à un partage de l'énergie totale entre deux pistes voisines et 1% de déclenchement dans le bruit. Pour éliminer ces événements imparfaits de nos données, nous imposons que la mesure d'un événement dans la voie  $\theta$  et la voie  $\phi$  soient identiques pour conserver l'événement. Nous faisons exception pour le secteur 4 dont les voies  $\phi$  ne fonctionnent pas, en conservant tous les événements.

De plus, en raison de la symétrie axiale de l'expérience, seule l'information issue de la voie  $\theta$  suffit pour obtenir la distribution angulaire.

## 5.2 Analyse des données issues de la réaction $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$

De même qu'à zéro degré, nous cherchons à valider le fonctionnement du détecteur CD-PAD en étudiant les résultats de la mesure de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$ .

### 5.2.1 Sélection des événements d'intérêt

Le détecteur CD-PAD présente une même structure et un même comportement que le détecteur  $\Delta\text{E-E}$  utilisé à zéro degré. Pour la sélection des événements, nous pouvons donc utiliser la même méthode qu'au chapitre précédent, c'est à dire séparer les événements de "basse énergie" (s'arrêtant dans CD) de ceux de haute énergie (s'arrêtant dans le PAD). Cependant, en calculant les énergies minimales pour traverser ces détecteurs (données dans la table 5.2), nous remarquons que contrairement au télescope  $\Delta\text{E-E}$ , les protons d'intérêt peuvent traverser le détecteur PAD et donc n'y déposer qu'une partie de leur énergie. Cette particularité nous imposera donc de trouver des règles de sélection et de traitement particulières pour ces événements.

#### 5.2.1.1 Événements de basse énergie

Concernant les événements de basse énergie s'arrêtant dans CD, nous ne disposons que de l'énergie mesurée par le CD, de l'angle et du temps de vol de la particule. En conséquence, nous ne pouvons nous baser que sur le diagramme bi-dimensionnel :  $E_{CD}$  vs

Particule	CD (40 $\mu$ m)	PAD (15 $\mu$ m)
proton	1.81	15.77
alpha	7.08	62.9

TAB. 5.2 – Energies (en MeV) nécessaires pour traverser les détecteurs CD et PAD pour des protons et des particules alpha.

$T_{HF}$  pour filtrer les données. Représenté en figure 5.3, celui-ci révèle essentiellement deux groupes de particules :

- Un groupe étendu à tous les temps et sur des énergies inférieures à 0.5 MeV (1). Il correspond à des électrons issus de décroissances radioactives.
- Un groupe étendu (2) sur environ 200 canaux en temps et situé dans la gamme [1.5-2.2] MeV. Ce groupe se compose probablement de protons issus de la réaction de diffusion élastique. Cependant, le temps de vol des particules alpha étant proche, le groupe est certainement contaminé par des particules alpha que nous ne pouvons pas éliminer.

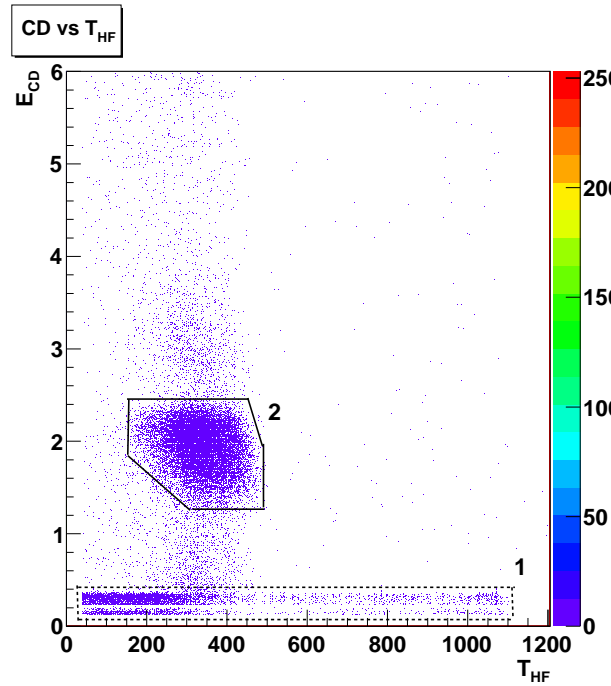


FIG. 5.3 – Diagramme  $E_{CD}$  vs  $T_{HF}$  pour la diffusion élastique  $^1\text{H}(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$ . Le groupe (1) correspond à des électrons issus de décroissances bêta et le groupe (2) des évènements cohérents en temps et en énergie avec les protons de diffusion. Seule une partie des évènements a été représentée.

Le groupe d'évènements (2) étant probablement contaminé, nous choisissons de le rejeter pour la suite de l'analyse. L'étude des données mesurées par CD-PAD sera donc uniquement basée sur les évènements s'arrêtant ou traversant PAD.

### 5.2.1.2 Evénements de haute énergie

Pour les événements traversant le détecteur CD, nous disposons des informations relatives à l'énergie déposée dans CD, l'énergie déposée dans PAD ainsi que le temps de vol et l'angle de détection. Deux diagrammes peuvent être utilisés pour la sélection des données :  $E_{totale}$  vs  $T_{HF}$  et  $E_{PAD}$  vs  $E_{CD}$ .

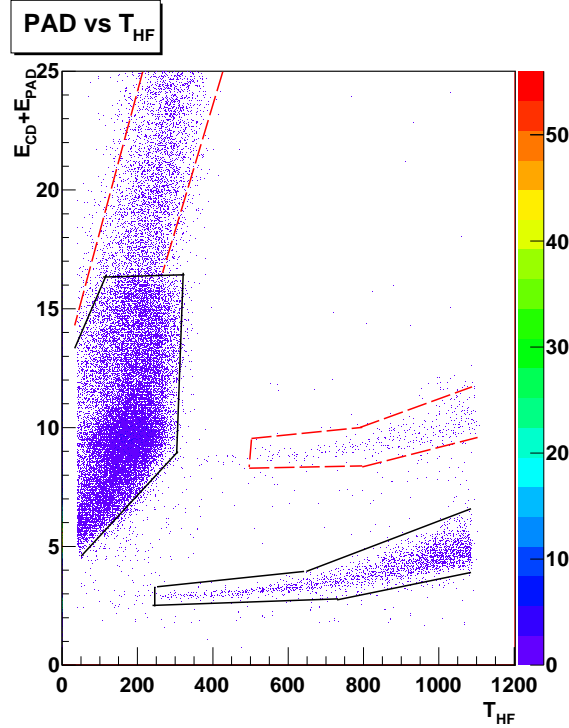


FIG. 5.4 – Diagramme  $E_{totale}$  vs  $T_{HF}$  pour la diffusion élastique  $^1\text{H}(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$ . Le contour en pointillés délimite les particules alpha et le groupe en trait plein les événements protons.

Le premier d'entre eux,  $E_{totale}$  vs  $T_{HF}$  est représenté en figure 5.4. Il révèle essentiellement une bande d'événements, étendue sur la quasi-totalité de la gamme d'énergie, dont le temps de vol varie avec l'énergie. Cette variation du temps de vol est due à la génération du signal  $T_{HF}$ , réalisée avec un discriminateur à seuil, ce qui a pour effet de produire un temps dépendant de l'amplitude du signal d'entrée.

Sur ce diagramme, nous identifions deux contributions :

- des protons (contour en trait noir), dont l'énergie est comprise entre 2.2 et 15.8 MeV
- des particules alphas (contour en pointillés rouges), dont l'énergie est comprise entre 8 et 35 MeV

Nous sélectionnons les événements protons grâce au contour graphique noir réalisé sur ce diagramme. Cependant ils sont contaminés entre 11 et 15.8 MeV par les particules alpha, inséparables par le temps de vol. Pour éliminer totalement ces événements alpha, nous devons donc utiliser les diagrammes  $E_{PAD}$  vs  $E_{CD}$ . Ceux correspondant aux secteurs 2 et 4 sont représentés en 5.5.

Comme à zéro degré, nous observons plusieurs lignes de pertes d'énergies relatives aux différentes particules produites lors des réactions nucléaires dans la cible. Par calcul des pertes d'énergies dans les détecteurs, nous pouvons identifier les deux lignes les plus peuplées comme étant relatives aux protons (événements situés dans le contour graphique en ligne solide) et aux particules alpha (contour graphique en pointillés). Cependant, les pertes estimées dans les détecteurs CD et PAD se s'accordent pas parfaitement avec la ligne du secteur 2 : l'énergie maximale déposée dans le détecteur CD est de environ 2 MeV alors que nous avons calculé 1.81 MeV. Cette différence peut s'expliquer par une fluctuation des épaisseurs des détecteurs CD par rapport aux données constructeur.

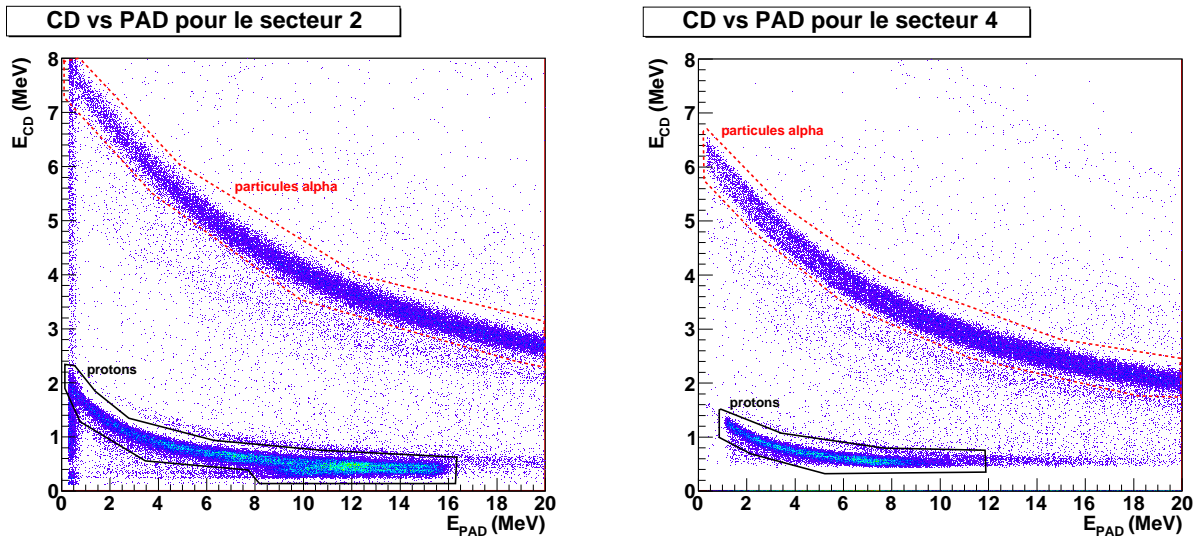


FIG. 5.5 – Diagrammes  $E_{CD}$  vs  $E_{PAD}$  pour la diffusion élastique  $^1\text{H}(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$  pour le secteur 2 (*a gauche*) et le secteur 4 (*à gauche*). Le contour graphique solide regroupe les évènements protons et celui en pointillés rouges les particules alpha.

En conséquence, nous utilisons les énergies limites données dans les  $E_{CD}$  vs  $E_{PAD}$  de chaque détecteur afin de mesurer précisément les épaisseurs des détecteurs CD. Nous obtenons les résultats donnés dans la table 5.3 et constatons effectivement que les épaisseurs des détecteurs CD du secteur 2 et 3 sont plus grandes de environ 10  $\mu\text{m}$ .

	Constructeur	Secteur 1	Secteur 2	Secteur 3	Secteur 4
$E_{CD}$ max (MeV)	1.81	$1.6 \pm 0.1$	$1.95 \pm 0.1$	$1.9 \pm 0.1$	$1.7 \pm 0.1$
Épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	40	$32 \pm 1$	$46 \pm 1$	$46 \pm 1$	$37 \pm 1$

TAB. 5.3 – Energie maximale des protons déposée dans le CD et épaisseur déduite pour chaque secteur

De plus, en comparant les diagrammes  $E_{CD}$  vs  $E_{PAD}$  pour les secteurs 2 et 4 (figure 5.5), nous remarquons une grande différence sur les seuils de détection en énergie des particules : par exemple, pour le secteur 4, les évènements déposant moins de 0.65 MeV dans le détecteur PAD ne sont pas représentés (et donc détectés) alors qu'ils sont mesurés dans



le secteur 2. Nous pouvons estimer ces seuils en énergie à partir de ces diagrammes  $E_{CD}$  vs  $E_{PAD}$  (tableau 5.4) et constatons qu'ils sont beaucoup plus élevés pour les secteurs 1 et 4 (détecteurs CD les plus épais) que pour les secteurs 2 et 3 (détecteurs CD les plus fins).

La présence d'un seuil en énergie dans un détecteur induit que tout évènement déposant moins d'énergie que le seuil ne peut pas être détecté. Cela conduit à une limitation de la gamme d'énergie mesurable. Ces gammes sont estimées par simulation des pertes d'énergies et données en table 5.4. Nous voyons donc que les secteurs 2 et 3 mesurent une large gamme d'énergie, tandis que les secteurs 1 et 4 ne mesurent qu'une portion réduite aux basses énergies (en dessous de 8 MeV). Ces secteurs ne pourront donc pas être entièrement exploités pour l'analyse des fonctions d'excitation mesurées.

Secteur	1	2	3	4
$E_{min}$ CD (MeV)	0.3	0.1	0.2	0.3
$E_{min}$ PAD(MeV)	0.65	0.1	0.1	0.65
Gamme des énergies protons (MeV)	1.5 à 8	1.9 à 15.72	1.9 à 15.72	1.5 à 8

TAB. 5.4 – Energies minimales en MeV détectées pour les détecteurs CD et PAD et plages d'énergies mesurables par le détecteur CD-PAD en raison de ces seuils.

Ces différents seuils peuvent s'expliquer par un niveau de bruit trop important, un mauvais réglage du gain de l'amplificateur, des seuils des discriminateurs ou de l'offset des convertisseurs analogique-numérique (ADC). En effet, ces différents paramètres ont été ajustés pour la mesure initialement prévue à 2MeV/u (d'où un gain d'amplificateur faible), avec un bruit de fond basse énergie très important (d'où les seuils en énergie). Ces paramètres ne sont pas adaptés à la mesure du  $^{15}\text{F}$ , d'où les problèmes rencontrés.

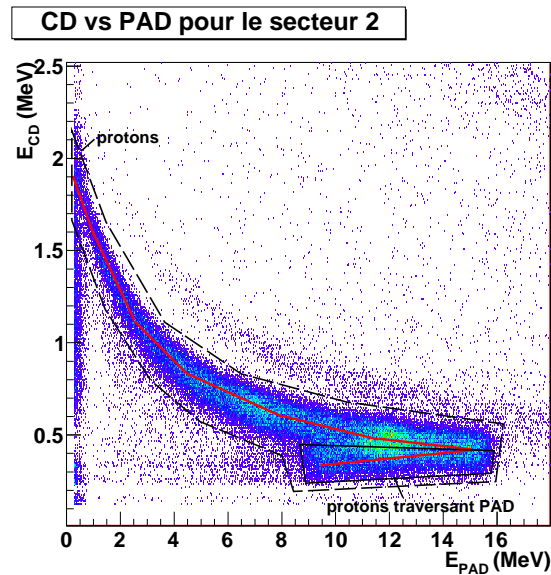


FIG. 5.6 – Contours de sélections des protons sur le diagramme  $E_{CD}$  vs  $E_{PAD}$  du secteur 2 pour tous les évènements protons (pointillés) et les évènements traversant PAD (ligne solide). La ligne en traits épais rouges dans le groupe d'évènements protons décrit l'évolution des pertes d'énergies des protons dans ce secteur.

Avec toutes ces spécifications, l'évolution des pertes d'énergies des protons dans le détecteur CD-PAD sont parfaitement reproductibles comme montré en figure 5.6. Contrairement à notre mesure à zéro degré, nous observons la formation d'une ligne supplémentaire dans le diagramme  $E_{CD}$  vs  $E_{PAD}$ , correspondant aux événements traversant le détecteur CD-PAD et n'y déposant qu'une partie de leur énergie (contour en trait solide). Des techniques d'analyse spécifique devront être appliquées.

## 5.2.2 Etude des fonctions d'excitations mesurées

### 5.2.2.1 Comparaison entre les secteurs

Avec les événements sélectionnés nous pouvons tracer la fonction d'excitation de la réaction  $H(^{14}N,p)^{14}N$  dans le laboratoire pour chaque piste fonctionnelle. Un exemple de mesure est montré en figure 5.7 pour la piste située à  $159.6^\circ$  dans le centre de masse.

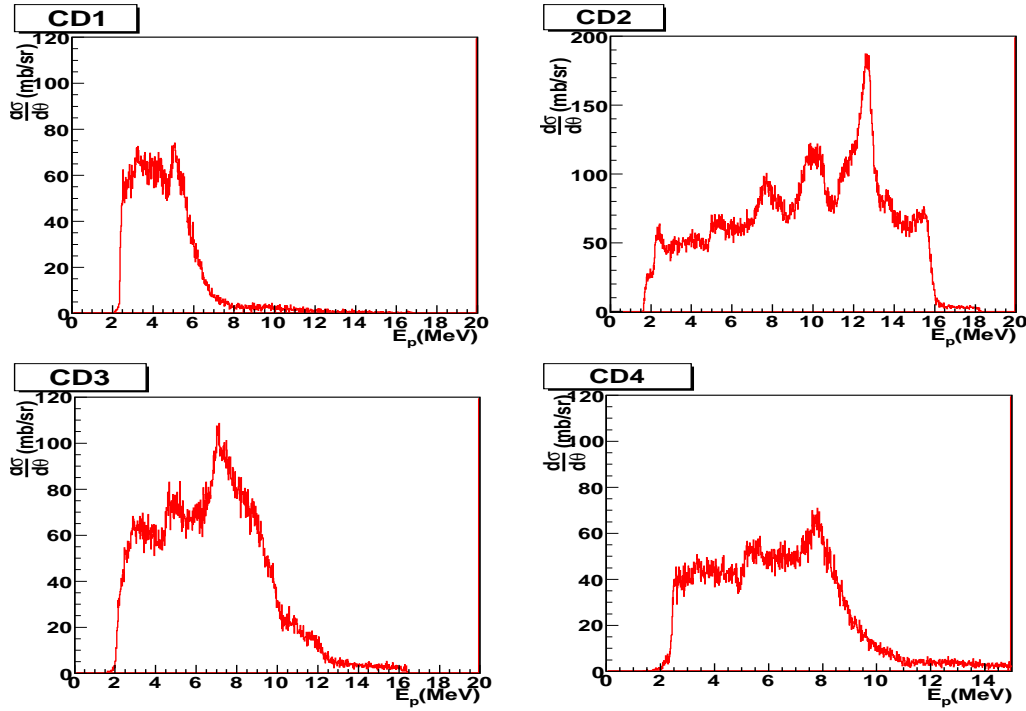


FIG. 5.7 – Distribution angulaire de la  $H(^{14}N,p)^{14}N$  mesurée à  $159.6^\circ$  dans chaque secteur du détecteur CD-PAD. Les secteurs 1 et 4 présentent des mesures tronquées à 8 MeV en raison des seuils de détection et seront négligés pour la suite de l'analyse. Le secteur 2 mesure toute la gamme d'énergie disponible tandis que le secteur 3 présente quelques pistes tronquées à 10 MeV, comme ici.

Sur toutes les pistes, les secteurs 1 et 4 présentent des spectres tronqués à 8.5 MeV, ce qui est dû aux seuils de détection trop élevés. Ils limitent l'analyse à un ou deux états excités de  $^{15}O$ , et nous préférons donc les exclure de l'analyse des distributions angulaires. En revanche, le secteur 2 et les 8 pistes à grands angles du secteur 3 mesurent toute la gamme d'énergie accessible. De nombreux pics correspondant aux différents états excités

peuplés sont bien visibles. Ces pistes sont donc conservées et utilisées pour la suite de l'analyse.

### 5.2.2.2 Comparaison avec les mesures précédentes

L'objectif de cette mesure étant de valider le fonctionnement du détecteur et d'améliorer l'étalonnage, nous comparons notre mesure avec les résultats d'autres expériences. Cette fois-ci, nous prenons comme référence les calculs de la fonction d'excitation de la réaction  $^1\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$  de l'application [SigmaCalc]. Basée sur des résultats expérimentaux, cette application donne la fonction d'excitation de la réaction en mb/sr, en cinématique directe, pour un angle de diffusion donné par l'utilisateur. Ce calcul est ensuite transformé via notre simulation d'expérience dans le référentiel du laboratoire et à un angle de mesure correspondant à l'angle médian d'une piste du CDPAD. Un exemple de résultat est donné en figure 5.8.

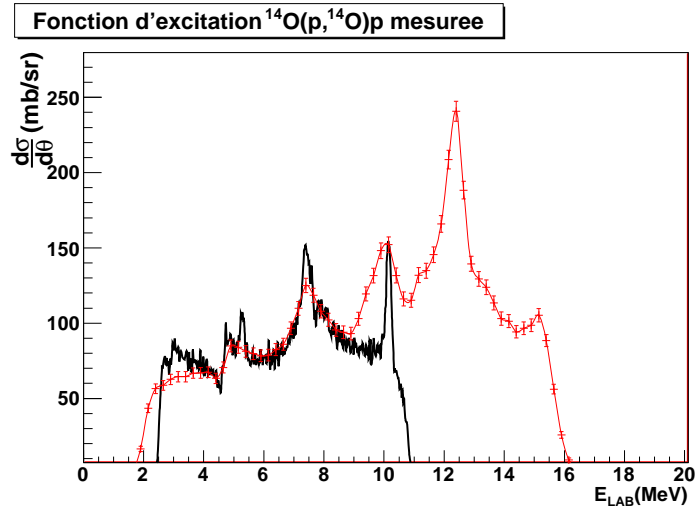


FIG. 5.8 – Fonction d'excitation de la réaction  $^1\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$  mesurée à  $13^\circ$  dans le laboratoire par le secteur 2 du CDPAD (courbe rouge avec barres d'erreurs) comparée à la fonction d'excitation donnée par [SigmaCalc] (courbe solide en noir) à cet angle.

De même qu'à zéro degré, la normalisation est un paramètre libre ajusté pour correspondre à la mesure. Un décalage de -200 keV (dont l'origine est expliqué en section 5.2.3) a été introduit pour ajuster la position des pics mesuré avec le calcul SigmaCalc.

Sur cette fonction, nous observons un très bon accord entre la mesure et le calcul jusqu'à 9 MeV. Pour des énergies supérieures, la mesure présente une section efficace supérieure et une forme différente. Ce phénomène est lié aux événements issus de la branche de rebroussement, traversant le détecteur PAD et détectés à des énergies inférieures à leur énergie incidente (cf. figure 5.6). Pour corriger ce phénomène, deux méthodes peuvent être envisagées :

- Supprimer les protons du rebroussement, en éliminant ces événements du contour graphique. Mais cela conduit à limiter la détection des protons sur une gamme d'énergie réduite entre 2 et 12 MeV.

- Corriger leur influence en reconstruisant leur énergie totale (incidente). Cette solution permet également de reconstruire la fonction d'excitation pour des énergies supérieures à la limite de détection du CD-PAD, soit 15.72MeV

Nous avons choisi la deuxième méthode.

### 5.2.2.3 Reconstrution de l'énergie des évènements de rebroussement

Pour retrouver l'énergie incidente des évènements protons, nous utilisons la méthode suivante :

1. Nous sélectionnons par contour graphique les évènements traversant le détecteur PAD, comme représenté en figure 5.6.
2. Nous simulons l'énergie détectée  $E_d$  dans le détecteur CD-PAD pour des protons traversant ce détecteur avec une énergie incidente  $E_i$  située entre 15.72 MeV (énergie minimale pour traverser) et 21MeV (énergie maximale de diffusion) et construisons une base de donnée avec ces deux énergies.
3. Pour tous les évènements de la branche de rebroussement, nous choisissons via un critère de  $\chi^2$ , l'énergie  $E_d$  la plus proche de l'énergie de l'évènement  $E_{lab}$ .
4. Nous remplaçons dans la fonction d'excitation l'énergie  $E_{lab}$  par l'énergie incidente  $E_i$  correspondante.

Le résultat obtenu par ce traitement sur le spectre 5.8 est donné en figure 5.9.

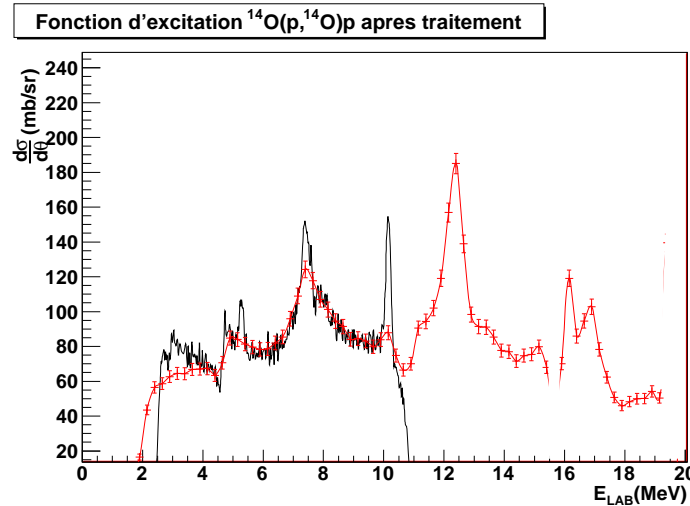


FIG. 5.9 – Fonction d'excitation de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$  mesurée à  $13^\circ$  dans le laboratoire par le secteur 2 du CDPAD (courbe avec barres d'erreurs) où l'on a remplacé les énergies détectés pour les évènements de la branche de rebroussement par l'énergie incidente, comparée à la fonction d'excitation donnée par [SigmaCalc](en noir). Comparativement à la figure 5.8, la fonction d'excitation mesurée s'accorde mieux avec le calcul à haute énergie; et l'on observe des pics relatifs aux états excités de l' $^{15}\text{O}$  au dessus de 15MeV.

En raison de l'incertitude sur la position du point de rebroussement, nous avons exclu de cette correction une gamme de 200keV située autour de l'énergie minimale des protons pour

traverser le détecteur PAD. L'amélioration de la mesure entre 9 et 12 MeV est importante et l'accord entre le calcul SigmaCalc et notre mesure est meilleur. A plus haute énergie, des pics sont apparus, relatifs à différents états de  $^{15}\text{O}$ . Avec cette méthode, nous avons donc bien supprimé la contribution des événements de rebroussement sur les basses énergies et nous avons pu construire la fonction d'excitation au delà de 15.72 MeV. Cependant, nous émettons un doute sur la normalisation de cette partie haute énergie : une partie des événements de la branche de rebroussement n'a pu être mesurée en raison des seuils de détection, et donc seule une partie de la contribution "de rebroussement" a pu être traitée. La normalisation à haute énergie n'est donc pas parfaite, et celle-ci ne pourra pas être améliorée en raison de l'absence d'autres mesures à ces angles et énergies.

#### 5.2.2.4 Identification des états de $^{15}\text{O}$

Suite à la correction des spectres mesurés et à la reconstruction de la fonction d'excitation à haute énergie, nous pouvons, par comparaison avec le calcul SigmaCalc et avec la mesure à zéro degré, identifier certains pics relatifs aux états de  $^{15}\text{O}$ . Indexés en figure 5.10, ces états sont donnés en table 5.5.

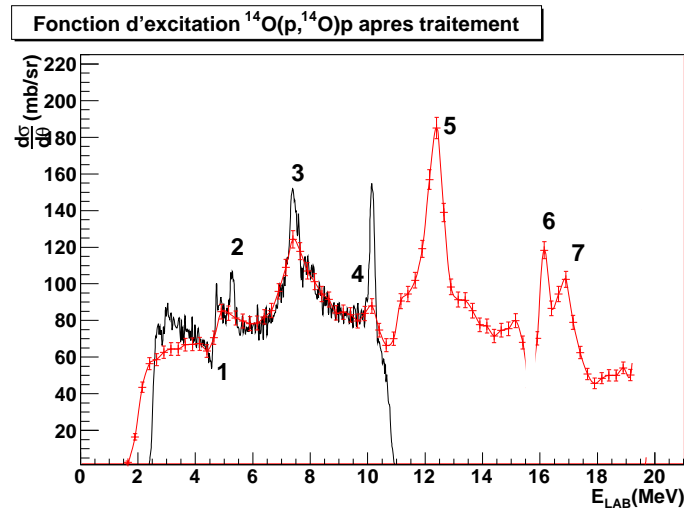


FIG. 5.10 – Fonction d'excitation de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$  mesurée à  $13^\circ$  dans le laboratoire par le secteur 2 du détecteur CD-PAD (courbe avec barres d'erreurs) où l'on a remplacé les énergies mesurées pour les événements de la branche de rebroussement par l'énergie incidente. Celle-ci est comparée à la fonction d'excitation donnée par [SigmaCalc] (courbe sans barre d'erreurs en noir).

Index	4	5	6	7
$E_{cm}$ (MeV)	3.0	3.62	4.45	4.53
$E_x(^{14}\text{N})$ (MeV)	10.30	10.93	11.75	11.84
$J^\pi$	5/2+	1/2+	5/2+	5/2-

TAB. 5.5 – Etats de  $^{15}\text{O}$  identifiés lors de notre mesure  $\text{H}(^{14}\text{N},\text{p})^{14}\text{N}$ .

### 5.2.3 Amélioration de l'étalonnage

Un des objectifs de la mesure de la diffusion élastique résonante de la réaction  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$  est d'améliorer l'étalonnage préliminaire réalisé avec la source de particules alphas. Pour atteindre cet objectif, nous traitons la fonction d'excitation mesurée dans chaque piste des secteurs 2 et 3 afin de corriger le phénomène de rebroussement. Nous comparons ensuite ces mesures avec le calcul de [SigmaCalc] ajusté pour correspondre à l'angle de mesure. Lors de notre comparaison, nous avons utilisé comme points de référence les pics indexés sur la figure 5.10.

Nous observons des décalages en énergie pour tous les points de référence, centrés autour d'une valeur moyenne. Pour ajuster notre mesure avec les données SigmaCalc, il faut retirer à notre étalonnage en énergie 230 keV pour le secteur 2 et 142 keV pour le secteur 3 (voir figure 5.11). Ces décalages sont donc introduits dans notre droite d'étalonnage.

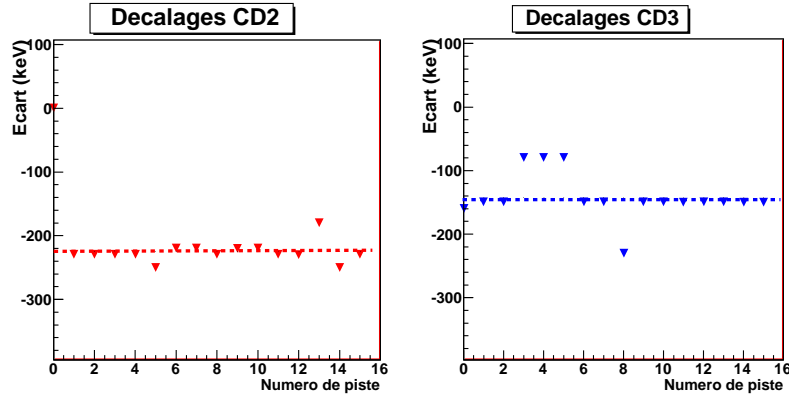


FIG. 5.11 – Décalages observés dans les différents secteurs du détecteur CD-PAD en fonction du numéro de piste. La droite représente la valeur moyenne du décalage.

Ces décalages peuvent s'expliquer simplement par la présence d'une couche morte sur les détecteurs, c'est à dire une petite tranche de détecteur où l'énergie des particules incidentes n'est pas mesurée. Lorsqu'un détecteur présente une couche morte, pour toute particule disposant d'une énergie  $E_{\text{incidente}}$  l'énergie mesurée est égale à :

$$E_{\text{mesuree}} = E_{\text{incidente}} - P_{\text{ertes}_{\text{couchemorte}}} \quad (5.1)$$

Au cours de notre étalonnage avec la source alpha, nous avons supposé que les énergies mesurées par nos détecteurs étaient égales à  $E_{\text{incidente}}$ , et donc nous avons sur-estimé l'énergie mesurée par la quantité  $P_{\text{ertes}_{\text{couchemorte}}}$ . Cette sur-estimation s'est retrouvée dans nos données actuelles, d'où la nécessité de soustraire à nos données un certain décalage en énergie.

Les décalages mesurés étant proches pour toutes les pistes d'un même secteur, on peut supposer que ces couches mortes ne concernent pas le détecteur CD, mais le détecteur PAD. L'étalonnage préliminaire ayant été réalisé à l'arrière des détecteurs PADs, ces couches mortes doivent probablement intervenir à l'arrière. Enfin, leurs épaisseurs peuvent être estimées par calcul des pertes d'énergie des particules alpha émises par la source. Un décalage de -230keV pour le secteur 2 correspond ainsi à une couche morte de  $1.65\mu\text{m}$  sur

l'arrière du PAD 2 ; et le décalage de -142keV du secteur 3 correspond à une couche morte de  $1.03 \mu\text{m}$ . Il s'agit de valeurs élevées, mais réalistes et possibles.

### 5.3 Analyse des données issues de la mesure $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$

Une fois le fonctionnement du détecteur CD-PAD étudié et l'étalonnage corrigé, nous nous intéressons aux données obtenues pour la diffusion élastique résonante de  $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$ .

#### 5.3.1 Sélection des évènements

Nous utilisons la même procédure que précédemment pour analyser les données issues de la mesure de la diffusion élastique résonante de  $^{14}\text{O}$ . L'étape de sélection des évènements intéressants est réalisée en étudiant les diagrammes  $E_{\text{totale}}$  vs  $T_{\text{HF}}$  et  $E_{\text{CD}}$  vs  $E_{\text{PAD}}$ , représentés en figure 5.12 dans le cas du secteur 2. Nous y observons les problèmes expérimentaux mis en évidence au paragraphe précédent (seuils de détection élevés, présence d'une branche de rebroussement) et appliquons donc les mêmes critères de sélections que pour la mesure de  $^{15}\text{O}$  :

- Les secteurs 1 et 4 sont négligés pour l'analyse en raison des seuils de détection.
- La sélection est réalisée grâce aux contours graphiques réalisés sur le diagramme  $E_{\text{totale}}$  vs  $T_{\text{HF}}$  (figure 5.12, à gauche) pour la sélection en temps et sur le diagramme  $E_{\text{CD}}$  vs  $E_{\text{PAD}}$  pour l'identification des protons (figure 5.12, à droite).
- Il est nécessaire de traiter les protons de la branche de rebroussement pour construire la fonction d'excitation à plus haute énergie.

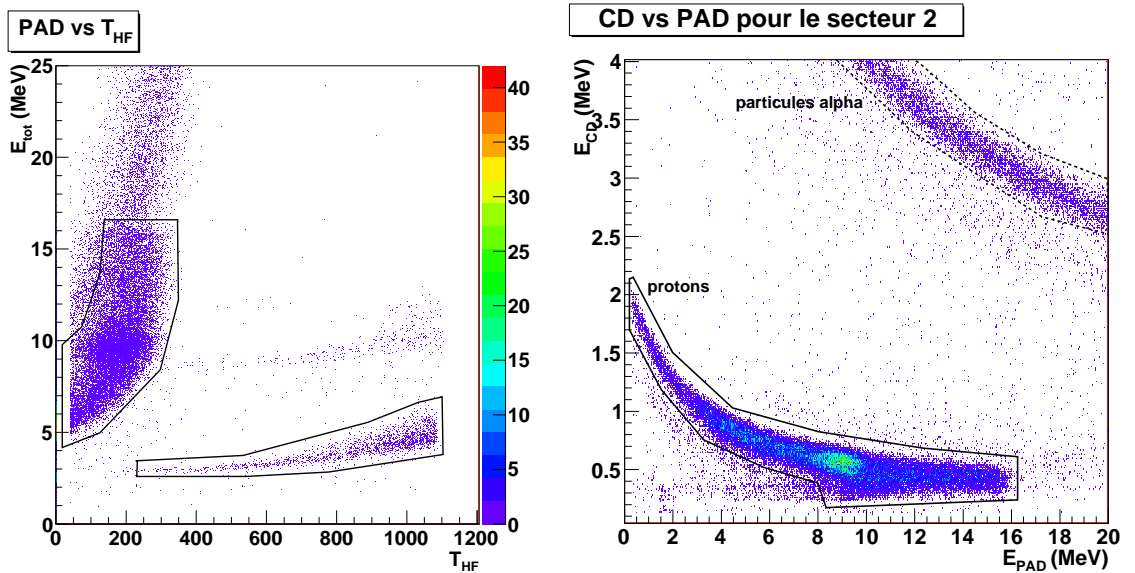


FIG. 5.12 – *A gauche* : Diagramme  $T_{\text{HF}}$  vs  $E_{\text{totale}}$  obtenu pour la mesure  $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$  sur le secteur 2. Le contour graphique représente les évènements protons identifiés. *A droite* : Diagramme  $E_{\text{CD}}$  vs  $E_{\text{PAD}}$  pour le secteur 2 obtenu pour la prise de données d' $^{14}\text{O}$  et contours graphiques identifiant les protons et les particules alpha.

### 5.3.2 Traitement des spectres mesurés

Nous réalisons dans un premier temps une sélection de tous les événements protons. Les fonctions d'excitations ainsi mesurées sont représentées en figure 5.13 pour quatre angles de mesure :  $169.25^\circ$ ,  $159.65^\circ$ ,  $150.322^\circ$  et  $141.38^\circ$  dans le centre de masse. Nous retrouvons la forme attendue en dessous de 10 MeV, c'est à dire un "creux large" autour de 5 MeV relatif à la résonance de l'état fondamental, suivi d'un "pic" représentant le premier état excité. Au dessus de 10 MeV, de même que pour la mesure avec  $^{14}\text{N}$ , la mesure est perturbée par les événements de la branche de rebroussement, mesurés à une énergie inférieure à leur énergie réelle. Pour étudier convenablement la fonction d'excitation  $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$ , nous devons donc traiter ces événements pour reconstruire leur énergie réelle.

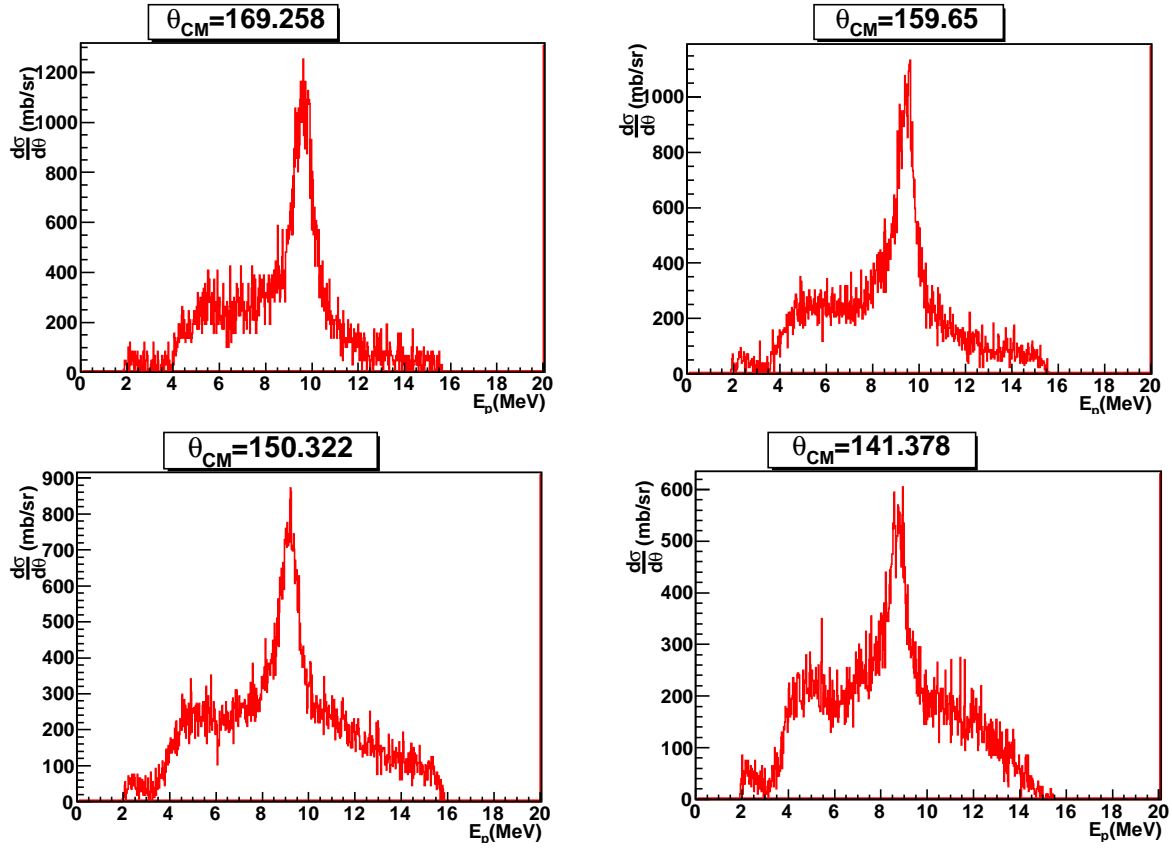


FIG. 5.13 – Distribution angulaire brute de la réaction  $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$  mesurée dans quatre pistes du secteur 2 du détecteur CD-PAD. On retrouve la forme observée à zéro degré, mais la partie haute énergie ( $E \geq 10\text{MeV}$ ) est perturbée par la présence des événements de la branche de rebroussement.

Nous appliquons donc la même méthode de traitement que pour les données de la diffusion élastique résonante de  $^{14}\text{N}$ , et obtenons les résultats donnés en figure 5.14. De même que pour  $^{14}\text{N}$ , une petite gamme d'énergie autour de l'énergie estimée minimale pour que les protons traversent PAD a été retirée en raison de l'incertitude sur la reconstruction. Après traitement, nous constatons que la forme de la fonction d'excitation a bien été modifiée entre 10 et 15 MeV, pour s'ajuster mieux sur la fonction d'excitation observée à zéro



degré. De plus, la partie à haute énergie de cette fonction a été dégagée, permettant son observation jusqu'à environ 18 MeV dans le laboratoire.

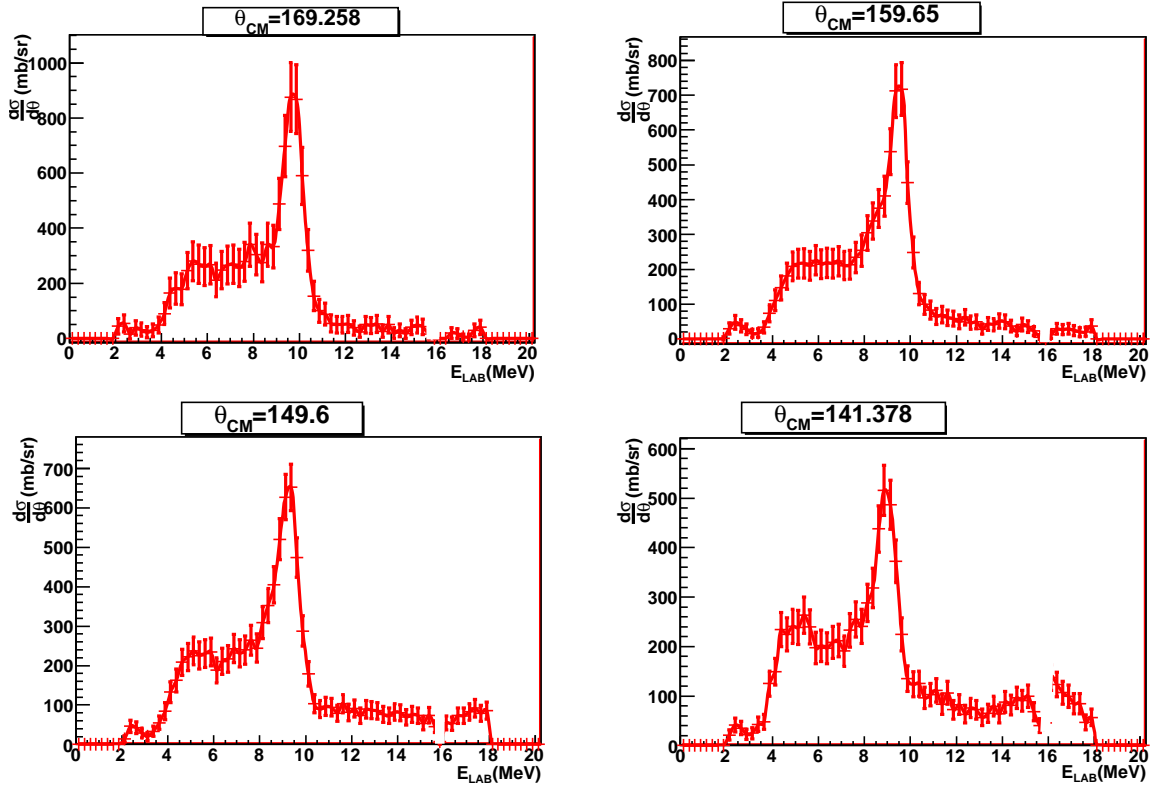


FIG. 5.14 – Distribution angulaire de la réaction  $H(^{14}O,p)^{14}O$  mesurée dans quatre piste du secteur 2 du CD-PAD après traitement des événements de la branche de rebroussement. Les trous blancs observés autour de 16 MeV correspondent à la position estimée de l'énergie minimale pour que les protons traversent le détecteur PAD, et donc une gamme d'énergie où la reconstruction n'est pas parfaite.

Suite à cette amélioration de l'analyse, nous allons comparer les résultats expérimentaux avec les calculs théoriques du code Anarki pour nous assurer de l'assignation en spin réalisé au chapitre 4 et de la validité des paramètres mesurés.

### 5.3.3 Comparaison avec la mesure à zéro degré

Nous comparons nos résultats expérimentaux avec les calculs du code Anarki réalisés avec les paramètres déduits à zéro degré pour les trois états du  $^{15}F$  et pour un angle de mesure égal à l'angle médian de la piste concernée. Nous mettons immédiatement en évidence des décalages en énergie entre la position des résonances de l'état fondamental et du premier état excité calculées et celles observées expérimentalement. Ces décalages sont décrits en figure 5.15 et reviennent à introduire +110 keV sur l'étalonnage du secteur 2 et +90 keV sur l'étalonnage du secteur 3.

La présence de tels décalages pourrait être expliquée par un dysfonctionnement apparu

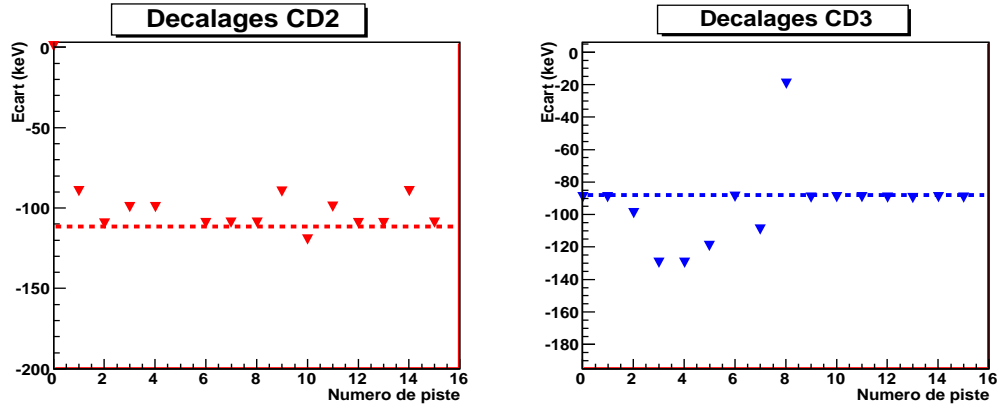


FIG. 5.15 — Décalages observés entre la fonction d'excitation expérimentale - étalonnés avec les paramètres déduits de l'analyse des données obtenues avec le faisceau d' $^{14}\text{N}$  - et les calculs d'Anarki obtenus avec les paramètres déterminés au chapitre 3 pour décrire le  $^{15}\text{F}$ .

dans les détecteurs entre la mesure réalisée avec le faisceau d' $^{14}\text{N}$  et celle réalisée avec le faisceau d' $^{14}\text{O}$ . Cependant, en étudiant les étalonnages intermédiaires réalisés pendant l'expérience, nous retrouvons une mesure du détecteur PAD réalisée avec la source de particules alpha ; entre la prise de données avec le faisceau d' $^{14}\text{N}$  et celle avec le faisceau d' $^{14}\text{O}$ . Dans cet étalonnage, les numéros de canaux relevés ne sont pas les mêmes que ceux relevés par notre étalonnage préliminaire pour les secteurs 2 et 3 : il manque 17 et 14 canaux respectivement, correspondant à un décalage en énergie de +100keV et +90 keV respectivement. Nous avons donc ici l'origine des décalages en énergie constatés plus haut.

Une raison possible de ce changement d'étalonnage vient des courants de fuite observés sur les détecteurs PAD : Nous avons remarqué que ces courants ont sensiblement changé pendant l'expérience, entraînant un affaiblissement de la tension effective sur ce détecteur et donc des faibles changements dans l'étalonnage.

Nous corrigeons donc notre étalonnage en introduisant ces décalages, puis retraçons les fonctions d'excitation. Les résultats sont donnés sur la figure 5.16 pour 4 pistes sélectionnées dans les secteurs 2 et 3. Nous remarquons que les résonances de l'état fondamental et du premier état excité mesurées expérimentalement s'accordent très bien avec le calcul d'Anarki pour tous les angles de mesure. Le bon accord entre les formes des résonances à tous les angles signifie que l'assignation en spin réalisée au chapitre précédent est correct : en effet, selon l'angle de mesure, la forme d'une résonance diffère rapidement selon le spin de l'état considéré. De même, le bon accord sur la position en énergie et sur les largeurs de résonance implique que les paramètres déduits (énergie de résonance, largeur) pour ces deux états sont corrects. Nous validons donc la mesure réalisée à zéro degré.

Pour le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ , malgré l'amélioration de notre mesure, nous n'observons pas clairement la forme de creux relative à sa résonance. Ce fait est dû à :

- La proximité de la résonance avec la limite où les protons traversent PAD : En effet, le deuxième état excité est attendu à une énergie laboratoire située entre 17.25 (piste située à  $\theta_{cm}=169^\circ$ ) et 15.41 MeV (piste située à  $\theta_{cm}=141^\circ$ ). Or, les protons traversent

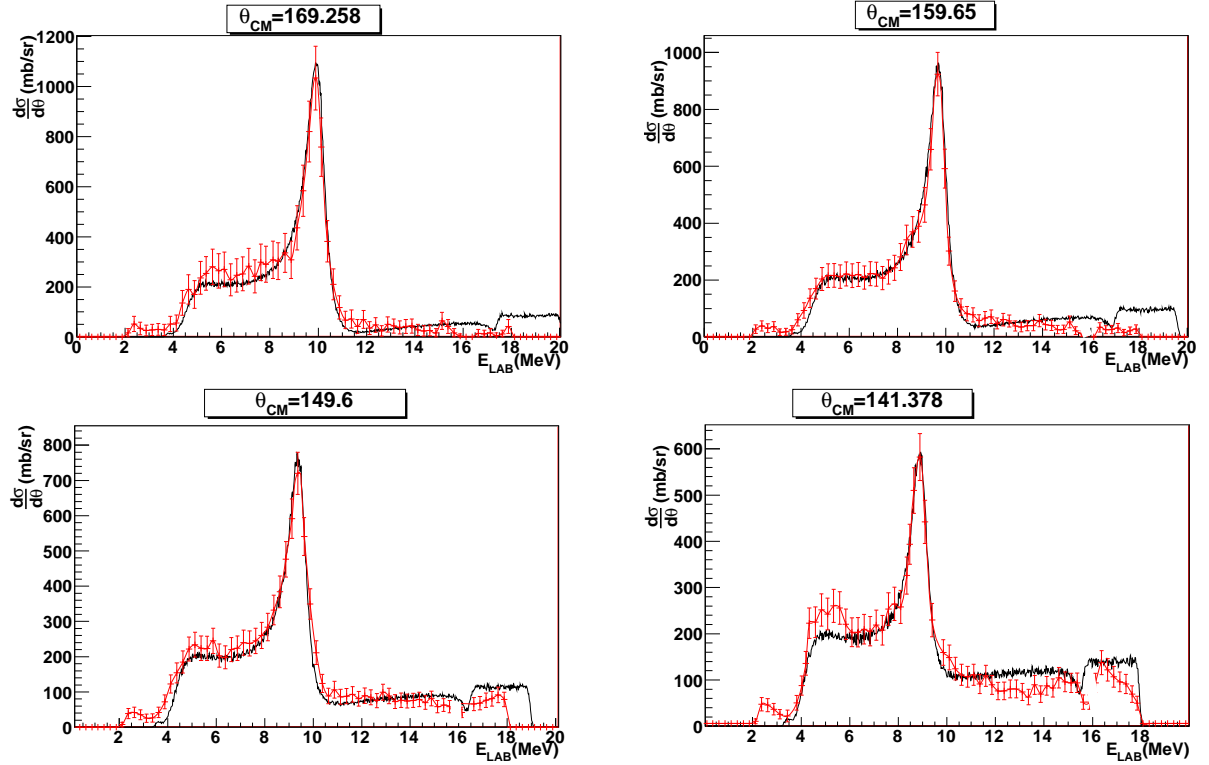


FIG. 5.16 – Distribution angulaire de la réaction  $H(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$  (courbe rouge avec barres d'erreurs) obtenue dans quatre pistes du détecteur CD-PAD, comparée au calcul du code Anarki (courbe solide) pour les paramètres déduits à zéro degré pour décrire les trois premiers états du  $^{15}\text{F}$ . Les résonances expérimentales de l'état fondamental et du premier état excité sont en très bon accord avec le calcul, ce qui valide les paramètres dégagés pour ces deux états. Les trous observés autour de 16 MeV dans la mesure correspondent à une gamme d'énergie où la reconstruction de la fonction d'excitation est incertaine.

le détecteur PAD pour une énergie située près de 16 MeV, et autour de cette énergie la reconstruction de la fonction d'excitation est impossible. En conséquence, pour tous les angles, le deuxième état excité devrait apparaître dans cette gamme d'énergie et ne peut être observé.

- Le problème de normalisation : Comme dans le cas de l' $^{15}\text{O}$ , la sélection des événements de rebroussement ne permet de sélectionner qu'une partie des événements, le reste étant non détecté en raison des seuils de détection en énergie. Cela conduit comme dans le cas de la mesure à  $169^\circ$  ou  $159^\circ$  (cf. figure 5.16) à ne reconstruire qu'une partie de la fonction d'excitation, et donc empêche de voir clairement le deuxième état excité.

Nous ne pouvons donc pas vérifier les paramètres obtenus au chapitre précédent pour le deuxième état excité, ni vérifier si la forme de la résonance n'est effectivement pas bien reproduite lorsque l'on introduit qu'un seul canal de décroissance.

#### Conclusion de l'analyse du détecteur CD-PAD

L'analyse des données prises par le détecteur CD-PAD a montré plusieurs difficultés

---

d'ordre expérimental :

- Les seuils de détection des secteurs 1 et 4 ont été très élevés : ceci a réduit la gamme d'énergie accessible par ces secteurs et empêche leur utilisation.
- Les épaisseurs des détecteurs CD-PAD n'ont pas été adaptées à une mesure à 6 MeV/u, et donc les protons traversent le détecteur à partir de 15.7 MeV. En conséquence, il nous a fallu développer une méthode de traitement pour corriger les fonctions d'excitation mesurées.

Malgré ces difficultés, les fonctions d'excitation des réactions  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$  et  $H(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$  ont pu être étudiées et analysées pour mettre en évidence différents états excités de  $^{15}\text{O}$  et du  $^{15}\text{F}$ . La mesure réalisée à zéro degré pour l'état fondamental et le premier état excité du  $^{15}\text{F}$  a été confirmée à la fois sur l'énergie de résonance, la largeur, et le spin de l'état. Concernant le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ , celui-ci n'a pu être observé clairement en raison des problèmes introduits par les protons traversant PAD sur la fonction d'excitation. Il nous est impossible de tester l'hypothèse introduite au chapitre 4 sur la nécessité d'introduire un deuxième canal de décroissance pour décrire la forme de la résonance à haute énergie du deuxième état excité. Afin de valider cette hypothèse, il semble donc important de rechercher une autre méthode d'analyse.

## Chapitre 6

# Améliorer l'analyse de l'expérience : La déconvolution

Au cours de l'analyse de la résonance du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ , nous avons remarqué que sa forme ne pouvait être reproduite par le calcul d'Anarki. Ce désaccord pouvait être corrigé en introduisant une deuxième voie de décroissance associée à cet état, différente du canal de décroissance proton vers l'état fondamental de  $^{14}\text{O}$ , de largeur 40keV, et pour l'instant inconnue. Cette analyse aurait pu être testée sur la mesure effectuée avec les détecteurs CD-PAD, mais plusieurs difficultés expérimentales ont empêché l'observation du deuxième état excité et une éventuelle (in)validation.

Pour tester cette hypothèse, nous avons donc dû chercher une autre méthode. Nous suggérons une approche consistant à améliorer notre analyse à zéro degré pour supprimer l'influence que les détecteurs ont eu sur notre mesure. En effet, lorsqu'une particule (un proton) est émise par un noyau de  $^{15}\text{F}$  à une énergie  $E_{cm}$ , nous mesurons dans notre dispositif expérimental une énergie  $E_{lab}$ , différente de  $E_{cm}$ . Cette énergie  $E_{cm}$  a été modifiée en énergie  $E_{lab}$  en raison de la cinématique de l'expérience (passage dans le référentiel du laboratoire), des pertes d'énergies de la particule dans la cible, du straggling, et des pertes d'énergie non collectées, et de la résolution en énergie limitée des détecteurs. Cette "transformation" est modélisée en figure 6.1.

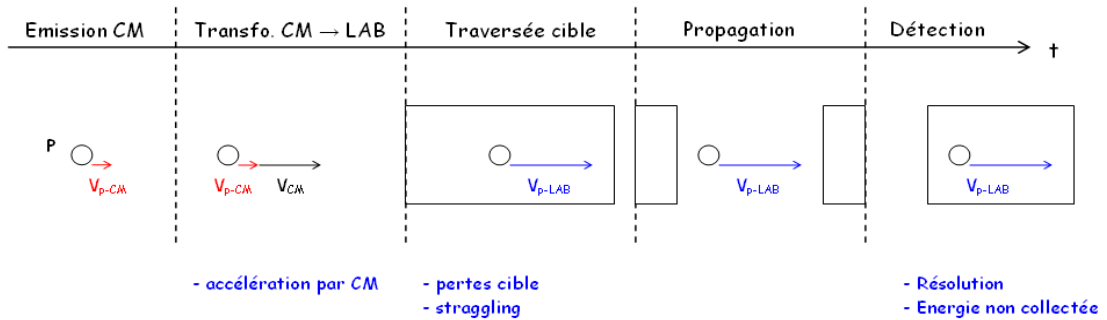


FIG. 6.1 – Modélisation des étapes suivant une émission d'un proton issu d'une réaction de diffusion élastique résonante jusqu'à la détection.

Pour supprimer au maximum l'influence du dispositif expérimental (notamment la résolution limitée), une méthode consiste à rechercher ces énergies d'émission  $E_{cm}$  associées aux énergies expérimentales, et de construire la fonction d'excitation dans le centre de masse. Cette fonction d'excitation sera indépendante du dispositif expérimental, et ne présentera donc que les aspects "physiques" de la mesure. Appliqué au cas du deuxième état excité  $^{15}\text{F}$ , il sera possible observer donc la forme de la résonance non perturbée, et nous pourrons vérifier si l'analyse précédente se confirme, ou si le désaccord entre la mesure et les calculs d'Anarki peut provenir du contexte expérimental.

Les méthodes de traitement consistant à supprimer l'influence des détecteurs sont appelées *déconvolution* et sont fréquemment utilisées dans le traitement des images d'astronomie ou médicales. Un exemple est montré en figure 6.2, où l'on constate aisément que l'image obtenue après traitement est plus contrastée, présente plus de détails que l'image initiale.



FIG. 6.2 – *A gauche* : Image prise de Saturne. *A droite* : Même image après traitement par le logiciel IRIS avec un algorithme de déconvolution (algorithme de Richardson-Lucy).

Nous avons donc tenté d'appliquer ces méthodes de déconvolution à nos données pour obtenir la fonction d'excitation dans le centre de masse, déconvoluée de la résolution des détecteurs. Pour cet objectif, trois méthodes ont été étudiées :

1. Une méthode basée sur un *tableau de correspondance* reliant une énergie  $E_{cm}$  "idéale" à une énergie  $E_{lab}$  "mesurée" : On remplace simplement les énergies expérimentales dans le laboratoire par les énergie centres de masse "idéales" associées. Il ne s'agit pas exactement d'une déconvolution mais cette méthode prends en compte la résolution des détecteurs.
2. Une méthode basée sur l'utilisation d'une *simulation Monte-Carlo* pour reproduire l'expérience : De nombreux évènements sont créés à une énergie  $E_{cm}$  aléatoire puis transformés dans le référentiel de l'expérience en  $E_{lab}$  afin de construire une "base de données" reproduisant un maximum d'évènements laboratoire. Nos évènements expérimentaux sont ensuite transformés itérativement en évènements centre de masse afin de construire la fonction d'excitation déconvoluée.
3. L'utilisation d'un algorithme de traitement de signal, fréquemment utilisé pour améliorer les photographies astronomiques : L'algorithme de Richardson-Lucy.

Ce chapitre présente ces méthodes et leurs résultats sur les données de la diffusion élastique résonante  $H(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$ .

## 6.1 Méthode du tableau de correspondance

### 6.1.1 Description de la méthode

Une méthode simple pour retrouver l’énergie dans le centre de masse à partir des énergies expérimentales (mesurées dans le laboratoire) consiste à créer et utiliser une base de données reliant les énergies  $E_{lab}$  mesurables, avec les énergies  $E_{cm}$ . Cette base de donnée prend donc la forme d’un tableau à deux colonnes (une colonne pour les  $E_{cm}$  ; une colonne pour les  $E_{lab}$ ) que l’on appelle *tableau de correspondance*.

Ce tableau peut être construit par simulation de l’expérience, où l’on crée un grand nombre d’énergies  $E_{cm}$  puis l’on calcule l’énergie  $E_{lab}$  que l’on devrait mesurer. Chaque couple  $(E_{cm}, E_{lab})$  forme ainsi une ligne du tableau. La transformation du spectre expérimental au spectre dans le centre masse se réalise en trouvant dans le tableau l’énergie  $E_{lab}$  la plus proche de l’énergie expérimentale, puis en incrémentant le spectre centre de masse avec l’énergie  $E_{cm}$  correspondante.

Nous expliquons dans ce paragraphe comment mettre en pratique cette méthode pour traiter des données expérimentales.

#### *Construction du tableau de correspondance*

L’objectif de notre tableau de correspondance est de permettre la transformation de toutes les données expérimentales et de décrire l’influence de toutes les influences expérimentales. En pratique, il doit répondre aux exigences suivantes :

1. décrire toute la gamme d’énergie expérimentale.
2. décrire la cinématique et les pertes d’énergie.
3. prendre en compte la résolution des détecteurs.

Pour répondre à la première exigence, il faut que le tableau de correspondance décrive toute la gamme d’énergie accessible dans le laboratoire, et son équivalent dans le centre de masse. Une solution est alors de discrétiser les énergies centre de masse et de les définir à intervalles fixe  $\Delta_{cm}$  tels que :

$$E_{cm-N} = N \times \Delta_{cm} + \frac{\Delta_{cm}}{2} \quad (6.1)$$

avec  $N$  un nombre entier. Pour contruire le tableau de correspondance, on génère chaque énergie  $E_{cm-N}$  discrète, on calcule ensuite par simulation de l’expérience l’énergie discrète  $E_{lab-N}$  correspondante et l’on remplit une ligne le tableau de correspondance. Ce processus de création du tableau de correspondance est représenté en figure 6.3.

Pour la deuxième exigence, il suffit d’inclure dans la simulation de l’expérience, la cinématique de la réaction et les pertes d’énergies. Lorsque seuls ces phénomènes sont

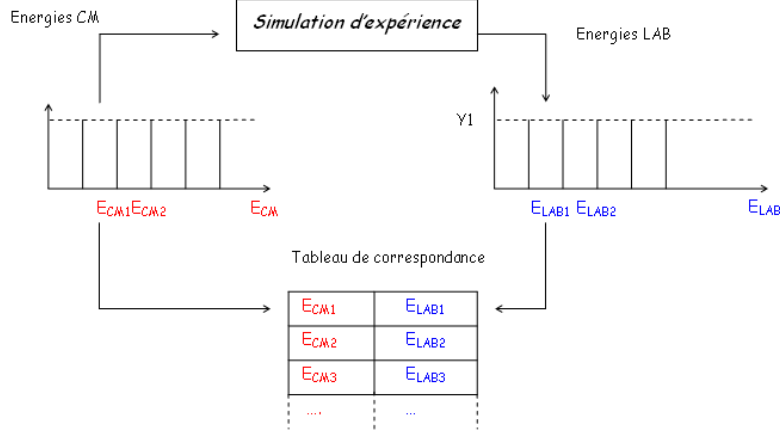


FIG. 6.3 – Schéma de construction du tableau de correspondance.

décrits, une énergie  $E_{cm}$  ne donne qu'une seule énergie  $E_{lab}$ . En conséquence, pour une seule énergie expérimentale mesurée, on déterminera une seule  $E_{cm}$ .

A contrario de la cinématique et des pertes d'énergies, la résolution (ie la troisième exigence) est plus difficile à traiter. En effet, l'impact de la résolution d'un détecteur se modélise généralement par l'introduction d'une perturbation gaussienne sur l'énergie mesurée : au lieu de donner l'énergie incidente, le détecteur renvoie une valeur  $E_{mesuree}$  "choisie" suivant une loi gaussienne centrée sur l'énergie incidente et de largeur à mi hauteur égale à la résolution du détecteur.(cf. figure 6.4, à gauche).

En conséquence, pour une énergie incidente donnée, l'énergie mesurée par le détecteur n'est pas unique. Pour inclure ce phénomène dans notre algorithme, nous allons donc faire l'amélioration suivante : le tableau de correspondance comprends trois colonnes : l'énergie CM discrète, l'énergie LAB discrète qui peut lui être associée et la probabilité de mesurer cette énergie LAB.

Suite à cette modification, le tableau de correspondance doit être construit de la manière suivante :

1. Pour une énergie centre de masse discrète  $E_{cm-N}$ , nous calculons l'énergie laboratoire correspondante en prenant en compte les pertes et la cinématique, mais pas la résolution :  $E_{lab}$ .
2. Nous discrétisons cette énergie  $E_{lab}$  en l'énergie  $E_0$  la plus proche. La probabilité de mesurer cette énergie est égale à

$$p_0 = \exp\left(-\frac{(E_0 - E_{lab})^2}{2.\text{resolution}}\right) \quad (6.2)$$

Avec les valeurs  $E_{cm-N}$ ,  $E_0$ , et  $p_0$  nous remplissons une ligne du tableau de correspondance.

3. Nous calculons les probabilités de détection  $p_X$  associées à toutes les énergies laboratoire  $E_X$  proches, en suivant la loi gaussienne centrée en  $E_{lab}$ . Ces valeurs sont



calculées sur une gamme d'énergie  $[E_{lab} - \Delta_{gaus} ; E_{lab} + \Delta_{gaus}]$  suffisamment grande pour décrire toute la dynamique de la gaussienne. Nous remplissons le tableau de correspondance avec les énergies  $E_X$  et probabilités  $P_X$  calculées. Celles-ci sont associées à l'énergie centre de masse  $E_{cmn}$ . L'allure du tableau est donné en figure 6.4 à droite.

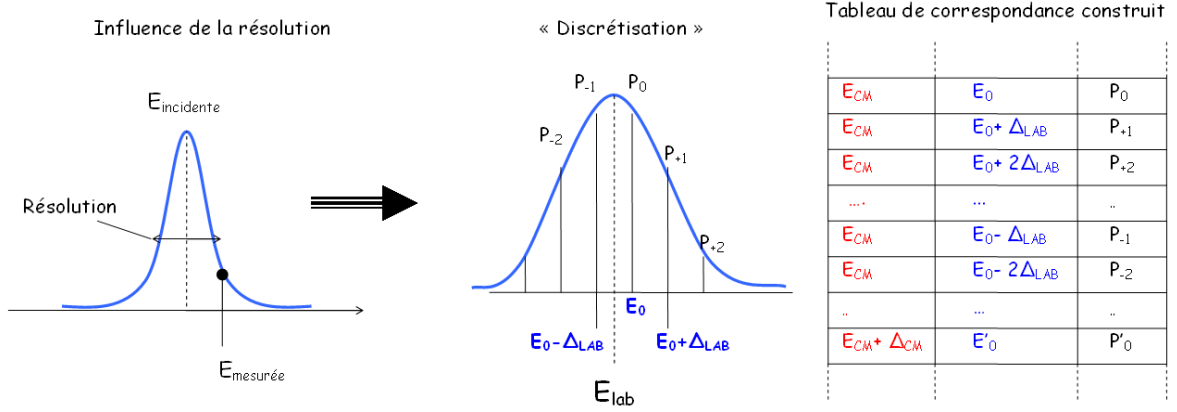


FIG. 6.4 – *A gauche* : Modélisation de la résolution du détecteur. *Au milieu* : Afin de traiter la résolution dans notre algorithme, nous discrétisons les énergies et associons à chaque énergie une probabilité  $p_X$  que cette énergie soit donnée par le détecteur. *A droite* : Tableau de correspondance construit en accord avec la discrétisation des énergies.

### Utilisation du tableau de correspondance

Une fois le tableau généré, celui-ci peut être utilisé pour traiter les données expérimentales. Pour cela, on peut utiliser l'algorithme modélisé sous le schéma donné en figure 6.5 :

1. Pour une énergie expérimentale  $E_{exp}$ , nous cherchons avec un critère de  $\chi^2$  l'énergie  $E_{lab}$  discrète la plus proche.
2. Nous cherchons toutes les énergies  $E_{cm}$  discrètes associées à cette énergie  $E_{lab}$  et les probabilités  $p_x$  associées.
3. Nous incrémentons le spectre centre de masse sur toutes les énergies  $E_{cm}$  discrètes, pondérées par les probabilités  $p_x$  associées. Ces énergies pondérées forment une petite gaussienne élémentaire.

Le spectre final est obtenu en itérant cette démarche sur toutes les énergies expérimentales.

Avec cette méthode, le traitement des données expérimentales est :

- simple : il suffit de lire un tableau un certain nombre de fois pour traiter les données.
- rapide : il procède uniquement par comparaison des énergies et ajout de coups dans un spectre, soit des opérations rapides.
- reproductible : cet algorithme donne la même solution pour deux itérations sur les mêmes données expérimentales.

Il est important à présent de tester ses performances.

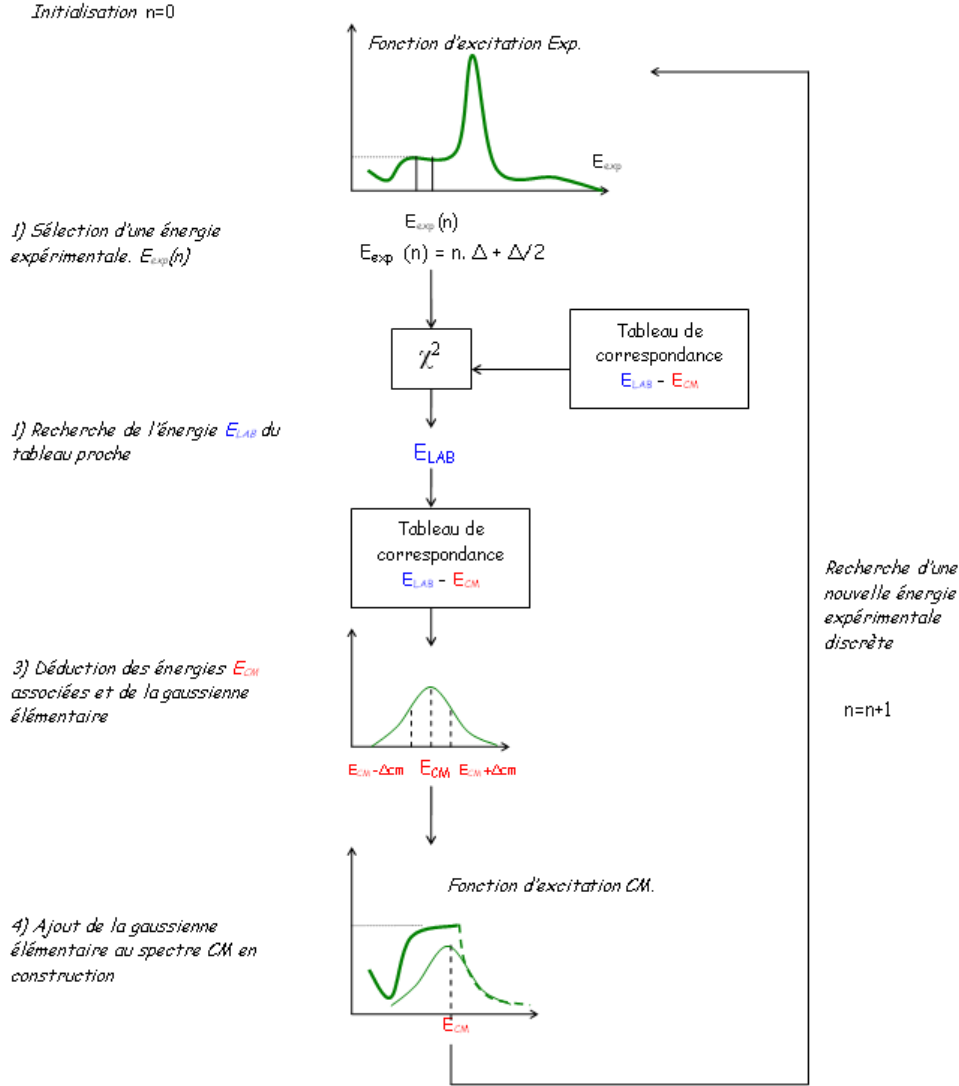


FIG. 6.5 – Schéma de l’algorithme de transformation des données expérimentales dans le centre de masse.

### 6.1.2 Application à des spectres de test

Afin de tester le fonctionnement de cet algorithme, il a été appliqué sur des spectres où le résultat dans le centre de masse est connu. Une méthode est alors de générer des spectres simulés dans le centre de masse, parfaitement définis, de les transformer dans le référentiel du laboratoire en incluant l’ensemble des perturbations expérimentales, puis d’étudier le résultat donné par l’algorithme. Nous choisissons une gamme d’énergie centre de masse 0-6 MeV et une gamme laboratoire de 0-25 MeV, correspondant à celle utilisée lors de notre l’expérience. Nous discrétisons les énergies centre de masse et laboratoire sur 1000 canaux.

#### Définition des spectres de test

Dans ce contexte, nous définissons deux spectres de test” :

- un spectre de type *"carré"* : Définit comme une fenêtre de 1 MeV centrée autour de 3 MeV (dans le centre de masse), il est généré en simulant 20 évènements dans le canal N considéré. Ce spectre est ensuite transformé dans le référentiel du laboratoire par la simulation d’expérience décrite au chapitre 3 pour la diffusion élastique résonante  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$ , et devient une fenêtre dégradée par la résolution du détecteur, disposant de fluctuations statistiques à  $\pm 5$  coups par canaux. Le spectre dans le laboratoire est donné en figure 6.6, à gauche.
- un spectre de type *"gaussien"* généré dans le centre de masse, centré à 3 MeV, et de largeur 10keV. Ce spectre est ensuite transformé dans le laboratoire par la simulation d’expérience, et donne une gaussienne de 65 keV de largeur (dans le laboratoire). Il est donné en figure 6.6, à droite.

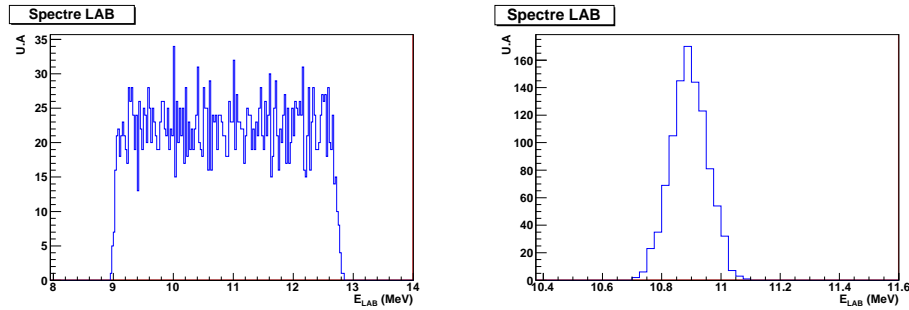


FIG. 6.6 – *A gauche* : Spectre de test de type *"carré"* dans le référentiel expérimental. Ce spectre sera traité par notre algorithme. *A droite* : Id. pour le spectre de type *"gaussien"*.

Le premier spectre *"carré"* a pour but de tester le résultat de notre algorithme sur les zones sans variations ainsi qu’aux discontinuités brutes. Le spectre *"gaussien"* nous permet d’étudier l’action de nos méthodes sur une résonance en forme de *"pic"*, notamment l’évolution de la largeur reconstruite dans le centre de masse.

### Résultats obtenus

Nous appliquons donc notre algorithme du tableau de correspondance à ces deux spectres. Le résultat du traitement est donné en figure 6.7. Nous observons premièrement que la forme globale du spectre de type *"carré"* est bien reconstruite dans le centre de masse. De plus, les fluctuations statistiques observées sur le spectre laboratoire ont été réduites de moitié, à  $\pm 2$  coups par canaux. Ce résultat est lié au fait que la largeur du spectre est approximativement 4 fois plus faible dans le CM.

Dans le cas du spectre de type *"gaussien"*, nous obtenons bien une gaussienne dans le centre de masse. Sa largeur est mesurée à  $22.4 \pm 1$  keV, soit environ deux fois plus que sa largeur initiale (10 keV). Cette largeur est également supérieure à celle que l’on obtiendrait par calcul cinématique où :

$$E_{cm} = \frac{m_{^{14}\text{O}} + m_p}{4 \times m_{^{14}\text{O}} \cdot m_p} \times E_{lab} \quad (6.3)$$

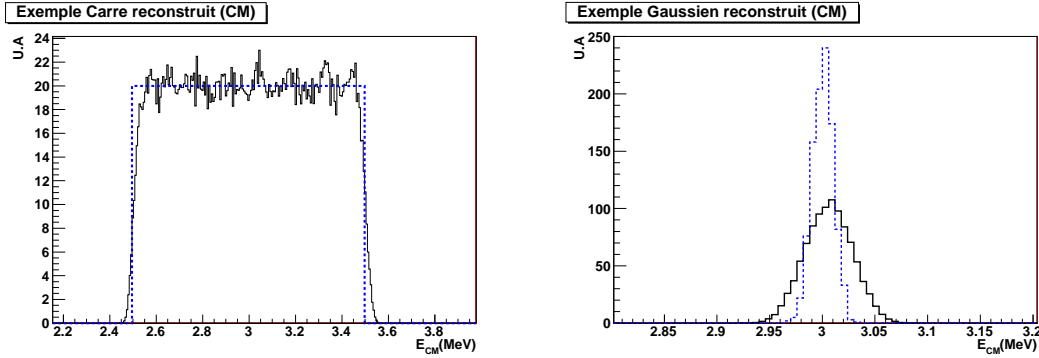


FIG. 6.7 – *A gauche* : Résultat du traitement du spectre de type "carre" (courbe solide noire) par notre algorithme comparé au spectre original (tirets bleus). *A droite* : Id. pour le spectre gaussien.

soit :

$$\Gamma_{cm} = \frac{m_{14O} + m_p}{4 \times m_{14O} \cdot m_p} \times \Gamma_{lab} = \frac{14 + 1}{4 \times 14 \times 1} \times 65 keV \approx 17.4 keV \quad (6.4)$$

Nous expliquons ces mauvaises performances par les caractéristiques de notre tableau de correspondance : celui-ci est construit sur le principe de relier plusieurs énergies LAB à une même énergie CM. En conséquence directe, pour une même énergie LAB, de nombreuses énergies CM sont associées. Nous reconstruisons donc plus d'énergies CM que nécessaire, d'où la grande largeur obtenue. La méthode doit donc être améliorée.

### *Etude des performances*

Suite à cette première analyse, nous avons étudié les performances de notre algorithme en fonction de certains paramètres (échantillonnage, nombre de coups expérimentaux,..) et avons obtenu les conclusions suivantes :

- Augmenter échantillonnage des spectres permet d'améliorer l'aspect graphique des objets reconstitués (ex : la gaussienne) mais il n'améliore pas la largeur reconstruite. En conséquence, un nombre de canaux modérés suffit pour obtenir de bonnes performances avec cet algorithme. Nous avons remarqué qu'un nombre de canaux tel que la taille d'un canal soit environ égal à la résolution expérimentale ou la résolution divisée par deux donne les meilleures performances.
- Lorsque nous construisons le tableau de correspondance, les probabilités décrivent une loi gaussienne sur un intervalle prédéfini  $[-\Delta_{gaus} ; +\Delta_{gaus}]$ , centré autour de  $E_0$ . Nous avons démontré par simulation qu'un intervalle de taille  $\Delta_{gaus} = 3 \times \text{résolution}$  suffit pour obtenir de bonnes performances.
- Le nombre de coups n'influence que peu les performances de l'algorithme, hormis dans le cas limite où l'on dispose en moyenne moins d'un coup par canal.

## 6.2 Méthode itérative basée sur une simulation Monte-Carlo

La méthode du tableau de correspondance développée précédemment présente le désavantage d’associer à une énergie expérimentale plusieurs énergies centre de masse ; ce qui conduit à reconstruire plus d’énergies  $E_{cm}$  que nécessaire. Pour corriger ce problème, il suffirait d’associer une seule énergie centre de masse à une seule énergie expérimentale. Mais dans cette condition, la résolution n’est plus prise en compte, n’est plus traitée et la méthode ne réponds plus aux objectifs désirés.

Nous avons donc cherché une nouvelle méthode de traitement, inspirée de la méthode du tableau de correspondance, mais permettant de n’associer qu’une seule énergie  $E_{cm}$  à une énergie expérimentale. Pour cet objectif, nous avons envisagé les modifications suivantes :

- Les énergies  $E_{cm}$  ne sont plus discrètes et sont générées par simulation Monte-Carlo. Elles sont ensuite transformée dans le laboratoire par une simulation d’expérience prenant en compte tous les phénomènes expérimentaux dont la résolution. En conséquence, pour une même énergie  $E_{cm}$ , plusieurs  $E_{lab}$  pourront être calculées dans le laboratoire.
- Au lieu de réaliser une correspondance par énergie expérimentale, on réalise une conversion événement par événement. En conséquence, pour un événement  $E_{exp}$ , on remplit une seule énergie  $E_{cm}$  dans la fonction d’excitation centre de masse.
- Le tableau de correspondance est généré sur un très grand nombre d’énergies  $E_{cm}$  et chaque ligne du tableau ne sert que pour une seule correspondance. En conséquence, pour deux événements mesurés à la même  $E_{exp}$  on associe deux énergies  $E_{cm}$  différentes.
- L’algorithme de traitement devient itératif : A chaque itération  $i$ , on calcule un nouveau tableau de correspondance et l’on modifie la fonction d’excitation dans le centre de masse obtenue à l’itération  $i-1$  pour converger vers la solution ”idéale” à savoir la reproduction parfaite du spectre mesuré.

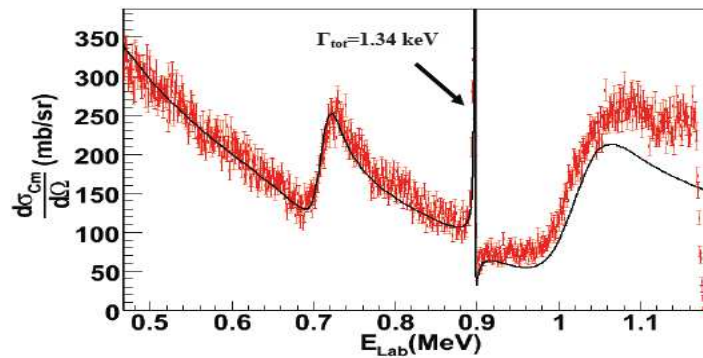


FIG. 6.8 – Fonction d’excitation dans le centre de masse de la réaction  $^{15}\text{O}(p, ^{15}\text{O})p$  obtenue par [Stefan] via l’algorithme Monte-Carlo itératif. Grâce à cette méthode, un pic résonant de 1.34 keV a été observé alors que la résolution expérimentale était de environ 15 keV dans le laboratoire.

Réaliser tous ces changements conduit à l’élaboration d’une nouvelle méthode de traitement ”itérative”. Cette méthode a déjà été étudiée et utilisée par I.Stefan [Stefan] pour l’analyse des données expérimentales issues de la réaction de diffusion élastique résonante

---

$H(^{15}O,p)^{15}O$ . Elle a été appliquée avec succès et a permis de mettre en évidence des résonances de quelques keV dans le centre de masse, comme montré en figure 6.8.

### 6.2.1 Description de la méthode

L'algorithme développé (schématisé en figure 6.9) est le suivant :

*Initialisation* : Nous construisons un spectre centre de masse plat, avec un nombre de coups supérieur au nombre de coups du spectre expérimental. Un facteur 10 au minimum est utilisé.

*Etape A* : Pour chaque évènement du spectre centre masse simulé, nous le transformons en un évènement mesuré dans le laboratoire grâce à une simulation de l'expérience. Nous construisons ainsi :

- un spectre laboratoire simulé
- un tableau de correspondance à deux colonnes où la première donne l'énergie dans le centre masse de l'évènement et la deuxième colonne l'énergie dans le laboratoire associée.

*Etape B* : Pour chaque évènement de notre spectre expérimental mesuré, nous cherchons dans le spectre laboratoire simulé un évènement d'énergie laboratoire aussi proche que possible. Une fois l'évènement laboratoire sélectionné, nous déduisons une énergie centre de masse via le tableau de correspondance et incrémentons un nouvel évènement dans le spectre centre de masse.

*Etape C* : Nous calculons un critère d'erreur qui peut être, par exemple, définit comme la différence - par canal - entre le nombre de coups dans le spectre expérimental et le nombre de coups dans le spectre laboratoire construit à l'étape B. Si l'erreur déduite est grande, nous recommençons à l'étape A avec le spectre dans le centre de masse déduit à l'étape A. Ces itérations sont réalisées jusqu'à obtenir un accord raisonnable entre le spectre reconstruit et le spectre expérimental.

*Fin* : Lorsque l'erreur est suffisamment petite, la boucle itérative est cassée. Le spectre centre de masse de l'itération en cours est supposé "le plus proche du résultat réel" et donné comme spectre final.

Comparativement à la méthode précédente, la modification du spectre est sélective : si à l'énergie  $E$ , le nombre de coups dans le spectre expérimental est différent du nombre coups dans le spectre laboratoire simulé à l'énergie  $E$ , alors nous modifions le spectre CM en conséquence. Si les deux spectres (laboratoire et expérimental) sont identiques à l'énergie  $E$ , le spectre centre de masse à l'énergie  $E_{CM}$  associée est inchangé.

Le désavantage majeur de cet algorithme est son temps de traitement, supérieur à plusieurs heures lorsque l'on considère des spectres disposant d'un grand nombre d'évènements (supérieur à 10.000).

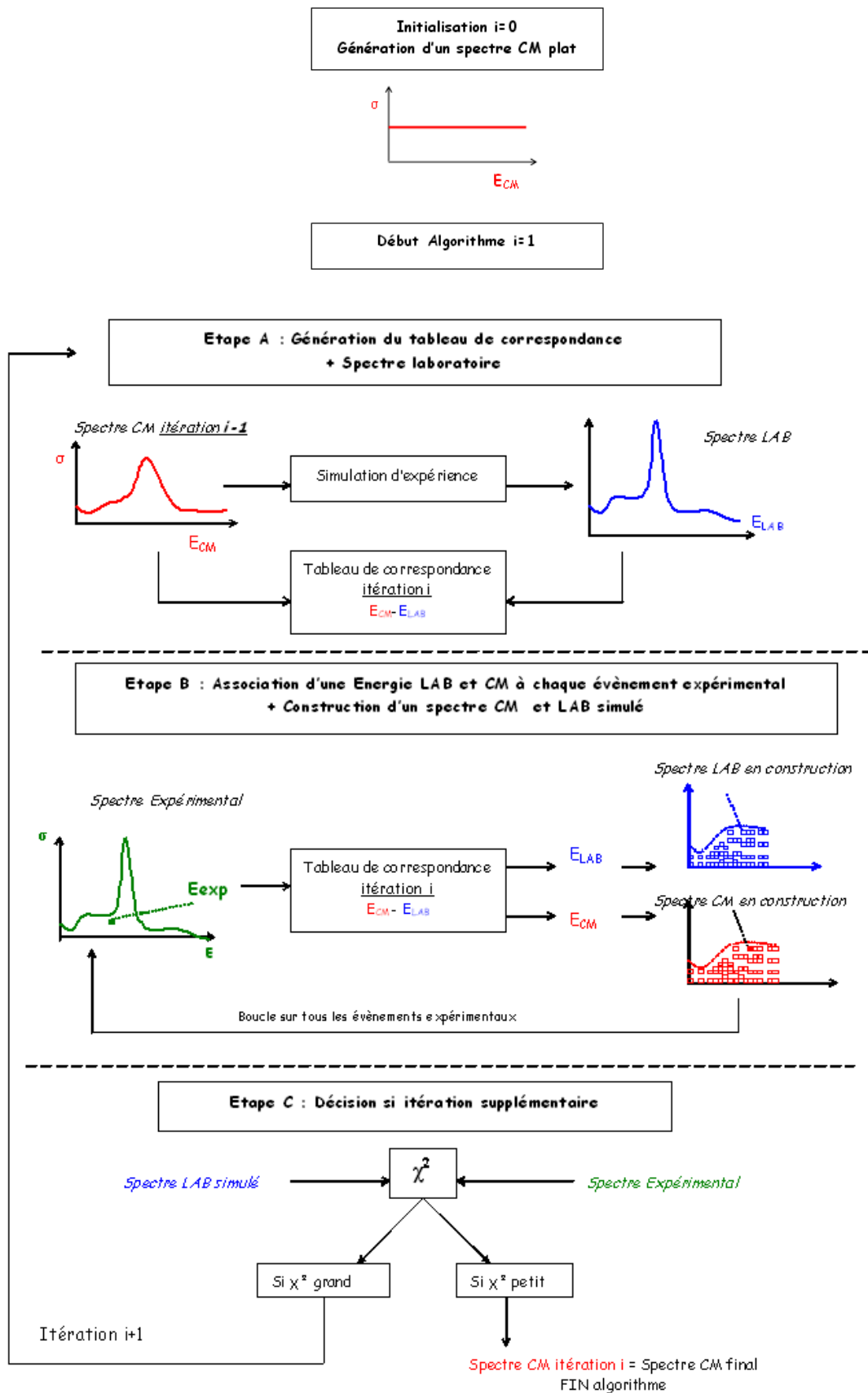


FIG. 6.9 – Schéma de l'algorithme itératif.

## 6.2.2 Application aux spectres de test

De même que dans le cas de méthode du tableau de correspondance, nous cherchons à étudier les performances de cet algorithme sur des spectres de test : les spectres de test "gaussien" et "carré". Nous choisissons un échantillonnage de 1000 canaux, et observons le résultat après trois itérations. Les résultats sont donnés en figure 6.10.

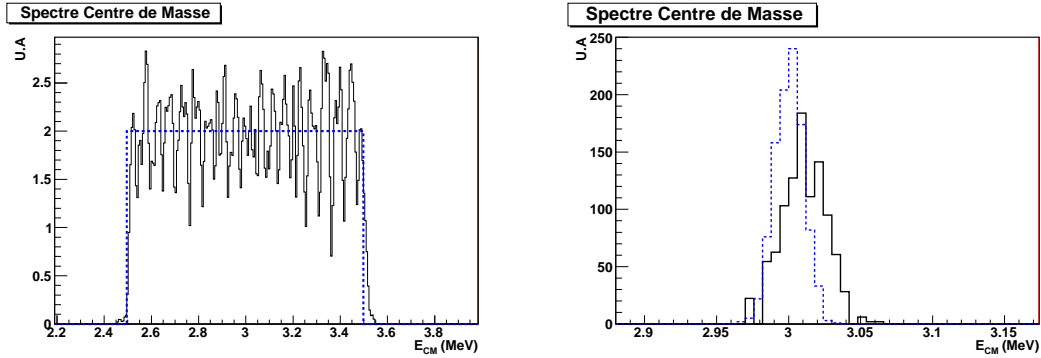


FIG. 6.10 – *A gauche* : Résultat de l'algorithme Monte-Carlo itératif pour le spectre de test de type "carré". *A droite* : Id. pour le spectre de test de type "gaussien".

Pour le spectre gaussien, nous obtenons dans le centre de masse une gaussienne de  $15.9 \pm 0.5$  keV de largeur, soit une largeur meilleure que celle obtenue par la cinématique seule (17.4 keV) et la méthode précédente ( $22.4 \pm 1$  keV). L'algorithme corrige en partie l'effet de la résolution du détecteur. Il se produit bien une déconvolution. Pour le spectre "carré" nous retrouvons en moyenne la forme attendue. Les fluctuations statistiques observées sont de l'ordre de celles observées sur le spectre laboratoire soit  $\pm 5$  coups.

### *Etude des performances*

En réalisant des calculs successifs sur ces spectres de test, nous avons pu tester le comportement de l'algorithme en fonction de différents paramètres :

- La convergence de l'algorithme vers la solution idéale a été testée en étudiant la largeur reconstruite pour le spectre gaussien en fonction du nombre d'itérations. Nous avons observé une nette amélioration entre le cas d'une seule itération (gaussienne reconstruite à  $45 \pm 1$  keV de largeur), 5 itérations ( $15.7 \pm 0.1$  keV) et 10 itérations ( $14.7 \pm 0.1$  keV). Cependant, au delà de 10 itérations, la largeur obtenue n'est plus corrigée, signifiant que l'algorithme arrive au maximum de ses performances. Il suffit donc d'une dizaine d'itérations pour que cet algorithme donne la meilleure solution.
- L'échantillonnage (nombre de canaux) utilisé joue également dans les performances de reconstruction. Nous avons démontré qu'un échantillonnage tel que la taille d'un canal est égal à la résolution du détecteur ou la moitié de cette résolution donne les meilleurs résultats. Un échantillonnage plus faible ou plus important dégrade la qualité de notre reconstruction dans le centre de masse.
- Enfin, nous avons étudié l'influence du nombre d'événements dans les spectres à traiter. Le temps de calcul étant proportionnel au nombre d'événements, celui-ci est le plus sensible au traitement de spectres disposant d'un grand nombre d'événements.



Les performances en reconstruction sont quant à elles indépendantes du nombre d’évènement totaux, hormis le cas limite où il y a moins de quelques évènements par canal.

## 6.3 Algorithme de Richardson-Lucy

Nous nous sommes également intéressés à un algorithme de déconvolution : l’algorithme de *Richardson-Lucy*. Développé indépendamment par W.H. Richardson [Rich72] et L.B. Lucy [Lucy74] pour la restauration d’images dégradées dans le contexte de l’astronomie, il se présente sous la forme d’une méthode itérative, dérivée du théorème de Bayes et des probabilités conditionnelles. On le retrouve notamment dans le module de restauration d’image du télescope spatial Hubble. Un exemple de son résultat est donné en figure 6.2

### 6.3.1 Description de l’algorithme

On modélise une image uni-dimensionnelle sous la forme d’un signal discrétisé en pixels  $c_j$ . Les pixels dans l’image peuvent être décrits par :

$$c_i = \sum_j p_{ij} u_j \quad (6.5)$$

avec :

- $u_j$  : valeur du pixel à la position  $j$  dans l’image d’origine.
- $c_i$  : valeur du pixel à la position  $i$  dans l’image mesurée.
- $p_{ij}$  : définit comme la "Point spread fonction" (PSF) c’est à dire la réponse d’un système imaginaire à un point source.

Le principe de cet algorithme est de calculer la valeur  $u_j$  la plus vraisemblable, en observant  $c_i$  et connaissant la PSF  $p_{ij}$ . La méthode est itérative et se base sur l’équation suivante (à l’itération  $t$ ) :

$$u_j^{(t+1)} = u_j^{(t)} \times \sum_i \frac{c_i}{C_i} \times p_{ij} \quad (6.6)$$

Avec  $C_i$  définit (à l’itération  $t$ ) comme :

$$C_i = \sum_j u_j^{(t)} p_{ij} \quad (6.7)$$

Si ces itérations convergent, elles le font vers la solution correspondant au maximum de vraisemblance pour  $u_j$  [She82]. Pour mettre en oeuvre cet algorithme, il faut connaître parfaitement la PSF.

Dans notre cas, les  $u_j$  correspondent à l’énergie réelle, les  $c_i$  à l’énergie mesurée par nos détecteurs dans le laboratoire et les  $p_{ij}$  à la fonction gaussienne modélisant la résolution. En calculant les  $u_j$ , nous obtenons un signal déconvolué (auquel on a retiré l’influence de la résolution) dans le laboratoire. Pour passer dans le centre de masse nous devons rajouter à la suite de l’algorithme de Richardson-Lucy un tableau de correspondance réalisant la transformation LAB-CM. Ce tableau doit être généré en introduisant dans la simulation d’expérience uniquement la cinématique de l’expérience et les pertes d’énergies. Le schéma de l’algorithme est donné en figure 6.11.

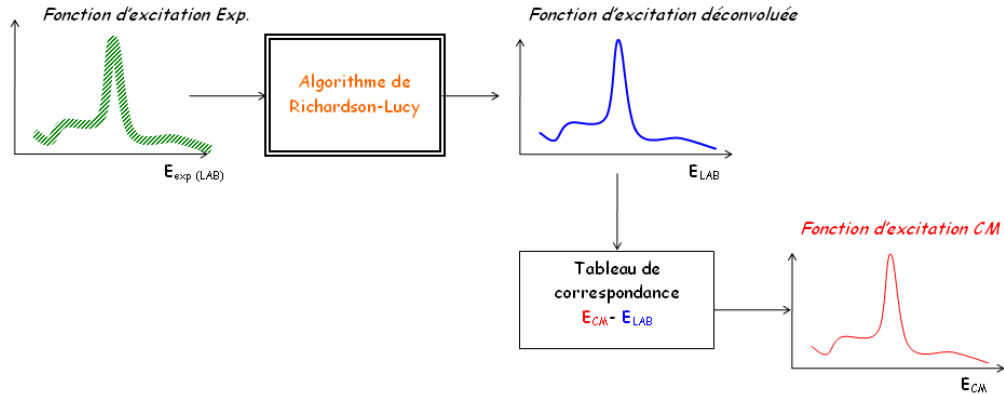


FIG. 6.11 – Schéma de la procédure utilisée pour déconvoluer les données avec l’algorithme de Richardson-Lucy. Le traitement se réalise en deux étapes : 1) Application de l’algorithme de Richardson-Lucy pour retirer l’influence de la résolution. 2) Utilisation d’un tableau de correspondance pour passer dans le référentiel du centre de masse.

### 6.3.2 Application de l’algorithme sur des spectres de test

Pour étudier cet algorithme, nous l’appliquons à nos deux spectres de test. Un échantillonnage de 1000 canaux est utilisé et le calcul est lancé sur trois itérations. Les résultats obtenus sont donnés en figure 6.12.

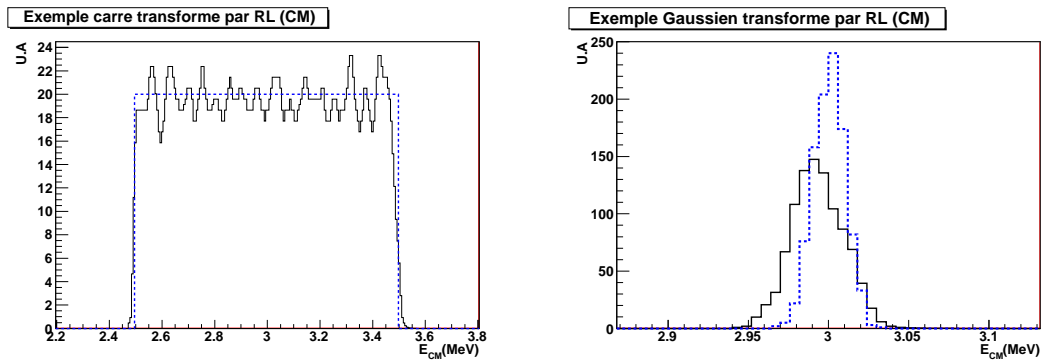


FIG. 6.12 – *A gauche* : Résultat de l’algorithme de Richardsson-Lucy pour le spectre de test de type ”carré”. *A droite* : Id. pour le spectre de test de type ”gaussien”.

Pour le spectre de type ”carré”, nous observons que la forme de la fenêtre a été reconstruite, et les fluctuations statistiques réduites de moitié par rapport au spectre laboratoire, à  $\pm 2$  coups. Pour le spectre de type ”gaussien”, le résultat est une gaussienne dont la forme est bien reproduite. Une largeur de  $14.7 \pm 0.2$  keV est reconstruite au bout de seulement trois itérations pour le pic, soit une largeur inférieure à celle donnée par la cinématique pure (17.4keV) et par l’algorithme Monte-Carlo itératif ( $15.6 \pm 0.1$  keV). Nous obtenons ici les meilleures performances, ce qui implique que cet algorithme doit être le plus intéressant pour traiter les phénomènes de pics et résonances.

De même que pour la méthode itérative, la convergence de cet algorithme est testé par itérations successives sur le spectre de test "gaussien". Nous observons une nette amélioration de la largeur reconstruite, allant de  $23 \pm 1$  keV (1 seule itération) à  $10.4 \pm 0.1$  keV (10 itérations) soit la largeur initiale de la gaussienne. Nous apprenons ainsi qu’il suffit en moyenne d’une dizaine d’itérations pour obtenir les meilleures performances, et dans certains cas, quasiment le spectre initial.

Nous avons également étudié les performances de cet algorithme en fonction de deux paramètres :

- L’échantillonnage : nous avons montré par simulation qu’une taille de canaux égale à la résolution ou la résolution sur 2 permet d’obtenir les meilleures performances.
- Le nombre d’évènements : nous avons montré que tant que chaque canal utile dispose de quelques évènements, les performances de l’algorithmes sont identiques peu importe le nombre d’évènements totaux.

## 6.4 Application aux données expérimentales

### *Etude de la fonction d’excitation globale*

Suite à notre étude de ces trois algorithmes, nous les appliquons sur la fonction d’excitation de la diffusion élastique résonante  $H(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$  mesurée à zéro degré. Nous utilisons un échantillonnage de 1000 canaux, correspondant à un canal de 25 keV de largeur dans le référentiel expérimental et 6 keV dans le centre de masse. Dix itérations ont été utilisées pour la méthode itérative et l’algorithme de Richardson-Lucy. Le résultat est donné en figure 6.13 pour ces trois méthodes.

Dans les trois cas, nous constatons que les résultats s’accordent toujours bien avec les calculs du code Anarki pour les trois résonances du  $^{15}\text{F}$ . Comme à zéro degré, nous observons toujours un léger décalage entre notre mesure et le calcul pour une gamme d’énergie 2.9 MeV - 4 MeV, correspondant au décalage observé autour de 12 MeV dans le laboratoire. L’origine de ce décalage reste encore inconnue. Enfin, comparativement à la mesure à zéro degré, les barres d’erreurs ont été réduites.

L’intérêt du traitement est visible au niveau du creux situé autour de 1.9 MeV, et correspondant au déficit d’évènements observé dans le laboratoire autour de 6.4 MeV. Sur les trois courbes, ce creux est plus marqué, plus creusé par rapport au spectre laboratoire mesuré à zéro degré. Le traitement a donc bien amélioré l’observation des détails des fonctions d’excitation.

### *Etude de la résonance correspondant au deuxième état excité*

L’objectif de notre étude des algorithmes de déconvolution était d’augmenter le contraste sur le spectre mesuré afin d’étudier la résonance du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . Nous cherchons d’une part à vérifier si le décalage entre le calcul d’Anarki et la mesure pour cet état est d’origine expérimentale, et d’autre part à observer si l’introduction d’un deuxième canal

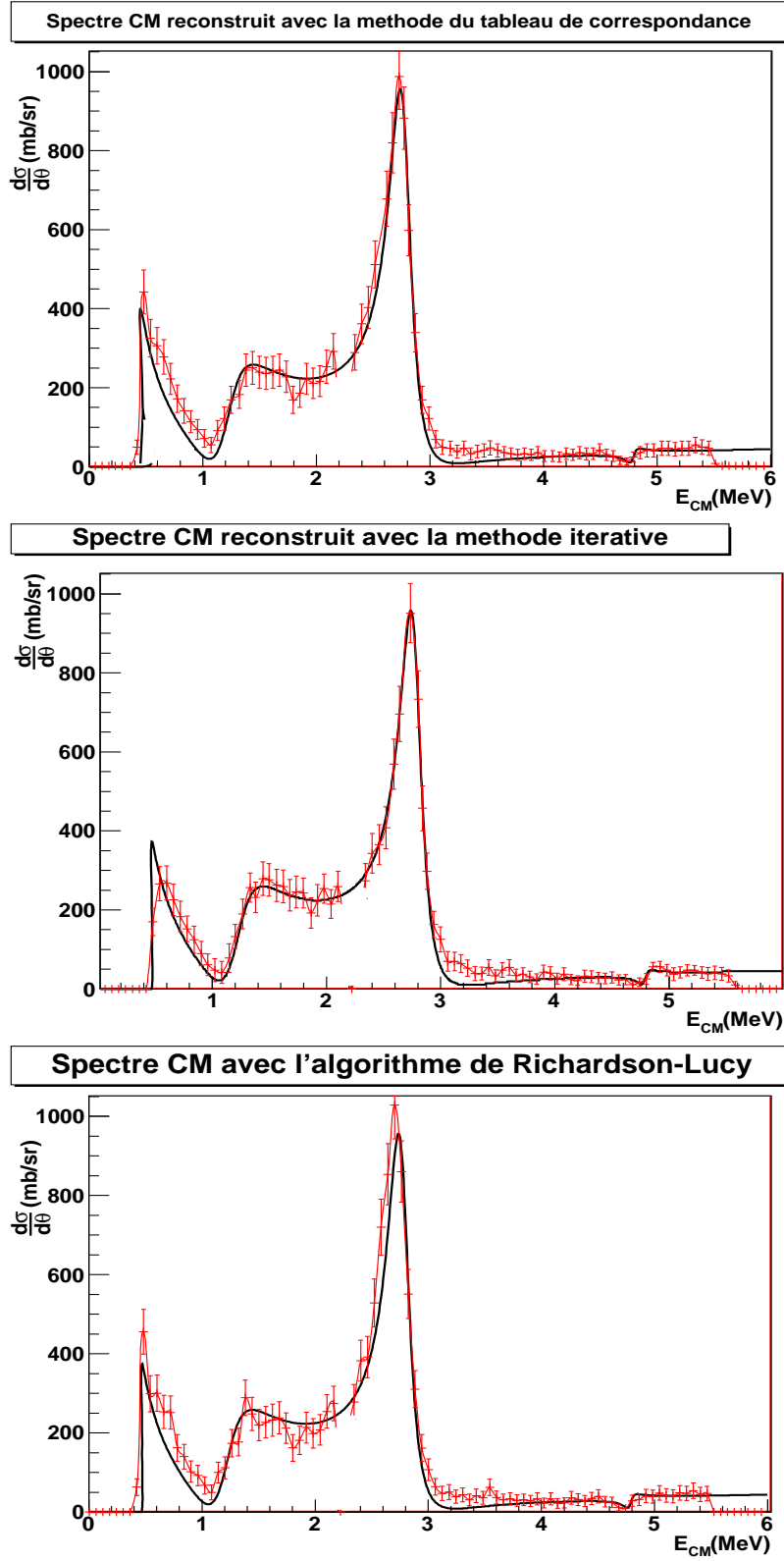


FIG. 6.13 – Résultat de la méthode du tableau de correspondance (*En haut*), de la méthode de déconvolution itérative (*au milieu*) ou de l'algorithme de Richardson-Lucy (*en bas*) pour les données expérimentales de la diffusion élastique résonante  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$  (courbe rouge avec barres d'erreurs), comparés aux calculs du code Anarki (courbe solise) dans le centre de masse.

de décroissance est effectivement nécessaire pour corriger ce désaccord.

Dans cet objectif, nous avons donc comparé notre mesure expérimentale après déconvolution avec les différents calculs du code Anarki. Le résultat est donné en figure 6.14.

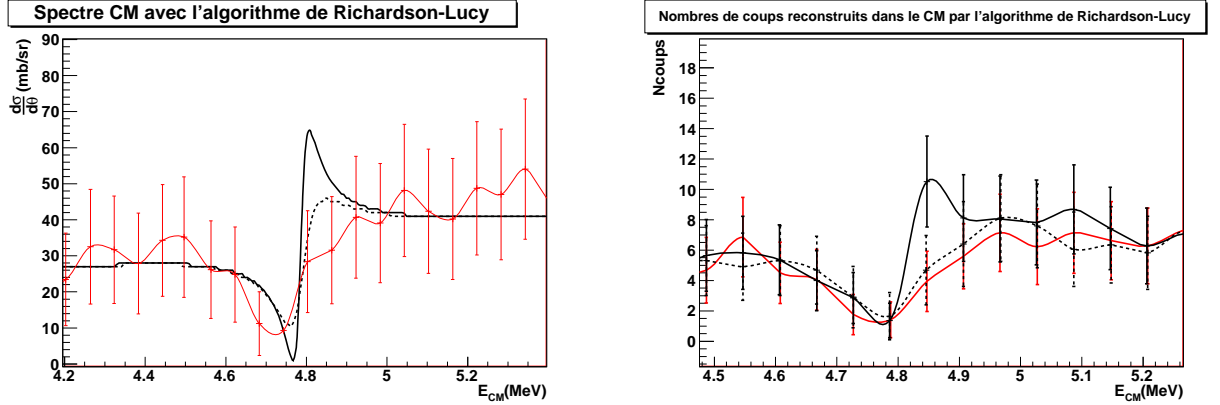


FIG. 6.14 – *A gauche* : Résultat de l’algorithme de Richardson-Lucy pour la fonction d’excitation expérimentale de la diffusion élastique résonante  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$  (courbe rouge avec barres d’erreurs), comparés aux calculs du code Anarki. Deux calculs ont été réalisés : Un seul canal de décroissance proton  $\Gamma_p=40$  keV est associé au deuxième état excité (courbe solide). Ou deux canaux de décroissance de 40 keV de largeur chacun (courbe en pointillés) sont décrits. *A droite* : Idem. avec le nombre de coups expérimentaux et le calcul d’Anarki simulé avec la statistique de la mesure

Nous observons toujours un désaccord entre notre mesure et le calcul du code Anarki lorsque l’on introduit une seule voie de décroissance (canal proton à 40 keV). Ce désaccord n’a donc probablement pas une origine expérimentale. A contrario, lorsque l’on suppose que le deuxième état excité est décrit par deux voies de décroissance ( $\Gamma_p=40$  keV et  $\Gamma_X=40$  keV), l’accord avec le code Anarki est parfait. Ces observations sont confirmées lorsque l’on simule le calcul d’Anarki avec la statistique expérimentale, représenté en figure 6.14 à droite, où l’on voit nettement que le calcul d’Anarki avec deux largeurs entre très bien dans les barres d’erreurs de l’expérience.

Nous appuyons donc après traitement par déconvolution, les hypothèses émises au chapitre 4 : La forme de la résonance ne peut être expliquée qu’en introduisant deux canaux de décroissance pour cet état : un canal d’émission proton vers le fondamental de  $^{14}\text{O}$  et un deuxième canal de décroissance de largeur 40 keV, inconnu. En conséquence, il semble à présent important de chercher et d’identifier ce nouveau canal.

## 6.5 Conclusion sur la déconvolution

Afin d’améliorer la qualité de notre analyse, nous avons étudié trois méthodes permettant de réduire l’influence des détecteurs sur les données expérimentales mesurées : une méthode simple basée sur un tableau de correspondance, une méthode itérative et un algorithme plus complexe, Richardson-Lucy. Excepté la méthode du tableau de correspondance, ces algorithmes permettent de réduire nettement l’effet de la résolution expérimentale et

---

d'obtenir dans le centre de masse des spectres plus détaillés que dans le cas d'une conversion cinématique pure. Nous avons également étudié l'influence des paramètres de ces algorithmes et nous avons pu mettre en évidence certaines conditions optimales de fonctionnement, comme l'utilisation d'un nombre de canaux tel que la taille d'un canal soit à peu près égale à la résolution du détecteur. Avec ces conclusions, nous suggérons de continuer l'étude de ces algorithmes et de les utiliser pour améliorer la qualité des analyses de données, notamment l'algorithme de Richardson-Lucy.

Suite à l'étude, ces algorithmes ont été appliqués sur les données mesurées à zéro degré pour la diffusion élastique  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$ . Une amélioration nette a été observée pour des phénomènes étroits de la fonction d'excitation comme le creux observé à 6.4 MeV dans le laboratoire. Les résultats du traitement sont encore en accord avec le calcul théorique d'Anarki, pour les paramètres mesurés à zéro degré concernant les états du  $^{15}\text{F}$ . Ceci nous permet d'appuyer une fois de plus la validité de notre analyse.

Suite aux conclusions du chapitre 4 sur la forme de la résonance du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ , nous nous sommes particulièrement intéressés à sa forme après traitement de déconvolution. Nous avons ainsi confirmé l'analyse faite à zéro degré : la forme de cette résonance ne peut être reproduite théoriquement qu'en introduisant deux voies de décroissance à partir de cet état : un canal d'émission proton, et un deuxième canal inconnu. L'objectif suivant de notre travail consiste donc à caractériser ce canal. Etant donné que le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  est situé au dessus du seuil d'émission deux protons, cette voie d'émission est fortement suspectée. Il apparaît alors important d'étudier les coïncidences deux protons mesurées pour valider ou invalider l'existence de cette voie, puis caractériser la largeur associée à cette décroissance.

# Chapitre 7

## Analyse des coïncidences proton-proton

Un objectif important de notre expérience est l'observation d'éventuels événements de décroissance deux protons à partir du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . L'analyse de la diffusion élastique résonante  $\text{H}(^{14}\text{O},\text{p})^{14}\text{O}$  nous a montré que ce canal est effectivement ouvert à 160 keV, et que cet état dispose probablement d'un deuxième canal de décroissance, pouvant être la décroissance deux protons. Logiquement, nous avons donc recherché des coïncidences deux protons. Cette analyse se divise en deux parties :

1. L'identification des coïncidences deux protons.
2. L'étude de ces coïncidences pour mettre en avant les événements d'intérêt.

### 7.1 Identification des coïncidences deux protons

#### 7.1.1 Règles de sélection des événements

Pour sélectionner les événements de coïncidences deux protons, nous avons utilisé les critères suivants :

- Deux protons sont observés, ce qui signifie qu'ils sont compris dans les différents contours de sélection évoqués au chapitre 4 ou 5.
- Les événements sont en coïncidence avec le faisceau.
- Nous prenons également en compte les événements mesurés dans le secteur 1 et 4 des détecteurs CD-PAD, précédemment exclus lors de l'analyse de la distribution angulaire.

Compte tenu du dispositif expérimental, nous avons étudié séparément deux ensembles de coïncidences :

- Les coïncidences entre un proton dans le détecteur  $\Delta\text{E-E}$  et un proton dans les détecteurs CD-PAD : SI-CD.
- Les coïncidences entre un proton dans un secteur du détecteur CD-PAD et un proton dans un autre secteur du CD-PAD : CD-CD.

### 7.1.2 Etude des coïncidences SI-CD

Pour notre étude, nous nous intéressons uniquement aux coïncidences obtenues lors de la mesure de la diffusion  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$ . Les conclusions données à propos de ces coïncidences ont été vérifiées sur les événements deux protons obtenus pendant la mesure de la réaction  $H(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$ , sans être présentés dans le manuscrit.

#### *Coïncidences expérimentales*

En utilisant les critères définis précédemment, nous obtenons 9844 coïncidences proton-proton. La répartition des protons mesurés dans les détecteurs CD-PAD est donné en figure 7.1, à gauche. Nous y observons que environ 50 % de ces coïncidences sont détectées dans le secteur 2 du CDPAD et particulièrement sur les deux pistes  $\theta$  situées à petit angle. Le reste des événements est réparti de manière homogènes sur les pistes  $\theta$  et  $\phi$  des secteurs 1, 3 et 4.

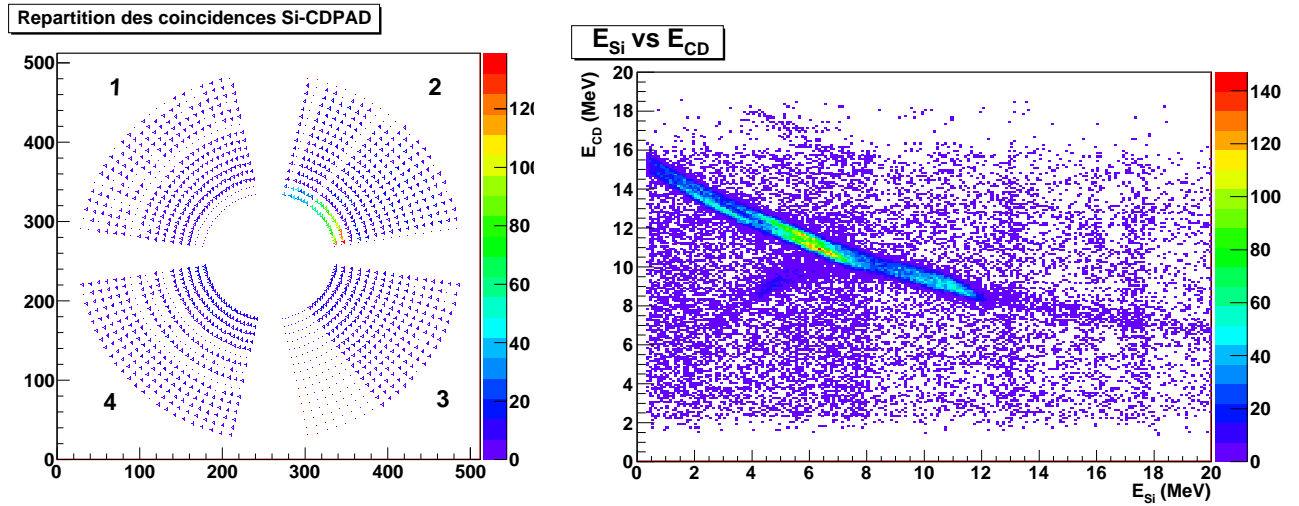


FIG. 7.1 – *A gauche* : Répartition géographique sur le CDPAD de l'évènement proton détecté dans le CDPAD pour les coïncidences SI-CD mesurées lors de la mesure  $H(^{14}\text{N},p)^{14}\text{N}$ . - *A droite* :  $E_{Si}$  vs  $E_{CDPAD}$  mesurées pour ces coïncidences.

Sur le diagramme  $E_{Si}$  vs  $E_{CD-PAD}$  (donné en figure 7.1, à droite), on observe une répartition homogène des événements sur toute la gamme d'énergie accessible ainsi que l'existence d'un groupe d'évènements en forme de "ligne". Cette ligne est située entre 5 et 12 MeV pour  $\Delta E-E$  et entre 9 et 12 MeV pour le CD-PAD. Elle signifie qu'il existe une relation physique entre le proton mesuré à zéro degré et le proton mesuré dans le CD-PAD. En séparant les événements en fonction du secteur où l'évènement CD-PAD a été mesuré, nous remarquons que cette ligne apparaît majoritairement dans sur les deux pistes  $\theta$  situées à petit angle dans le secteur 2 - où l'on a observé un très grand nombre d'évènements sur le diagramme 7.1 à gauche -. Cette constatation signifie qu'il existe un phénomène particulier intervenant conduisant à la détection d'un grand nombre d'évènement dans le secteur 2, que devons expliquer.



### *Origine de la ligne de corrélation*

Pour expliquer la ligne de corrélation, nous avons premièrement simulé des coïncidences fortuites réalisées entre un évènement mesuré dans le détecteur  $\Delta E$ -E et un évènement mesuré dans le détecteur CD-PAD. Les résultats obtenus n'ont montré qu'une répartition homogène des évènements à la fois sur les pistes et secteurs des détecteurs CD-PAD et sur les énergies mesurées. La ligne de corrélation observée n'est donc pas un phénomène fortuit.

Pour comprendre l'origine de la "ligne", nous avons sommé les énergies déposées ( $E_{SI} + E_{CDPAD}$ ). Le résultat obtenu est donné en figure 7.2.

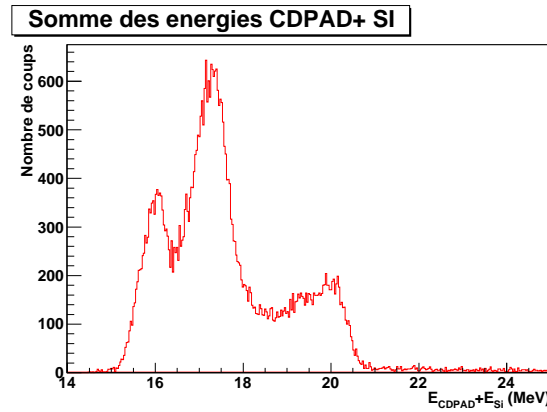


FIG. 7.2 – Somme des énergies détectées pour les évènements de la ligne de corrélation mesurée pour les données de l' $^{14}\text{N}$ .

Nous observons ainsi deux pics situés aux énergies de 16 et 17.5 MeV, auquel s'ajoute une contribution continue d'évènements entre 15 et 21 MeV. En comparant la fonction d'excitation  $\text{H}(^{14}\text{N}, \text{p})^{14}\text{N}$  mesurée au chapitre 3, nous remarquons immédiatement la ressemblance entre le spectre mesuré à zéro degré et celui-ci. Ce que nous mesurons ici par coïncidence est donc un même proton, issu de la diffusion élastique  $\text{H}(^{14}\text{N}, \text{p})^{14}\text{N}$ , déposant une partie de son énergie dans le détecteur CD-PAD et le reste dans le détecteur  $\Delta E$ -E. Afin de tester cette idée, nous calculons l'évolution des pertes d'énergie pour des protons de 15 à 21 MeV traversant le détecteur CD-PAD et s'arrêtant dans le détecteur  $\Delta E$ -E. L'accord entre le calcul et la ligne de corrélation est excellent, ce qui valide notre hypothèse.

Cependant, la détection des évènements traversant le détecteur PAD dans le secteur 2 uniquement et à petit angle n'est pas expliquée. En effet, les détecteurs sont placés de manière à ne pas être en vis-à-vis, et notre dispositif a été configuré pour être symétrique entre les secteurs du CD-PAD. Nous supposons donc que plusieurs phénomènes dévient la trajectoire des évènements (cf. figure 7.3) :

- Un straggling angulaire induit par la traversé du CD-PAD, qui peut modifier l'angle des protons incidents et donc leur trajectoire.
- Un léger angle d'incidence du faisceau dans la direction opposée au secteur 2.

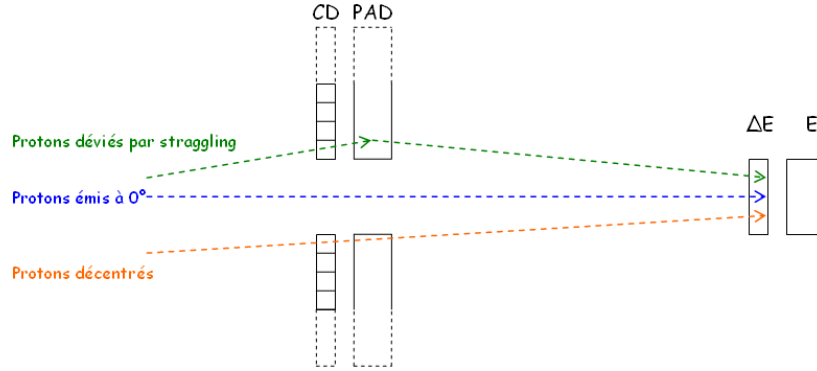


FIG. 7.3 – Schéma des différents scénarii envisagés pour expliquer la ligne de corrélation observée sur la figure 7.1 à droite.

Suite à cette étude, nous modifions nos règles de sélection pour les coïncidences proton-proton :

- Les contours de sélection des événements protons sur les diagrammes  $E_{CD}$  vs  $E_{PAD}$  sont modifiées de manière à supprimer les événements traversant le détecteur CD-PAD.
- Nous réalisons un contour graphique sur le diagramme  $E_{SI}$  versus  $E_{CDPAD}$  afin de sélectionner les événements de la ligne de corrélation, et imposons comme condition que le proton mesuré n'appartienne pas à ce contour. Nous excluons ainsi près de 2800 événements dans le secteur 2.

A noter, cette observation justifie la condition utilisée lors de l'étude des fonctions d'excitation, interdisant de sélectionner un événement si celui-ci est mesuré en coïncidence avec un événement détecté dans un autre détecteur. Nous avons ainsi exclu une contamination importante.

### 7.1.3 Etude des coïncidences CD-CD

Nous poursuivons notre analyse des coïncidences proton-proton en étudiant les coïncidences entre deux protons détectés dans les détecteurs CD-PAD lors de la mesure  $H(^{14}\text{N}, p)^{14}\text{N}$ . Nous avons ainsi mesuré 16948 coïncidences, réparties dans les secteurs CD-PAD suivant une distribution homogène (voir figure 7.4, à gauche). Nous observons que le nombre de coïncidences par piste  $\theta$  décroît avec l'angle, ce qui est dû à la cinématique de la diffusion élastique résonante. Nous avons également observé quelques disparités sur le nombre de coïncidences mesurées par secteur, dues au nombre de pistes fonctionnelles ainsi qu'aux seuils d'énergie.

Les énergies des événements mesurées (figure 7.4, à droite) sont réparties de manière homogène sur la gamme de détection. Contrairement aux coïncidences CD-SI, nous n'observons pas de groupe de protons corrélés, ce qui laisse supposer que les coïncidences fortuites constituent la majorité des événements détectés. Cette hypothèse a été validée en simulant des coïncidences fortuites entre deux protons détectés dans les détecteurs CD-PAD.

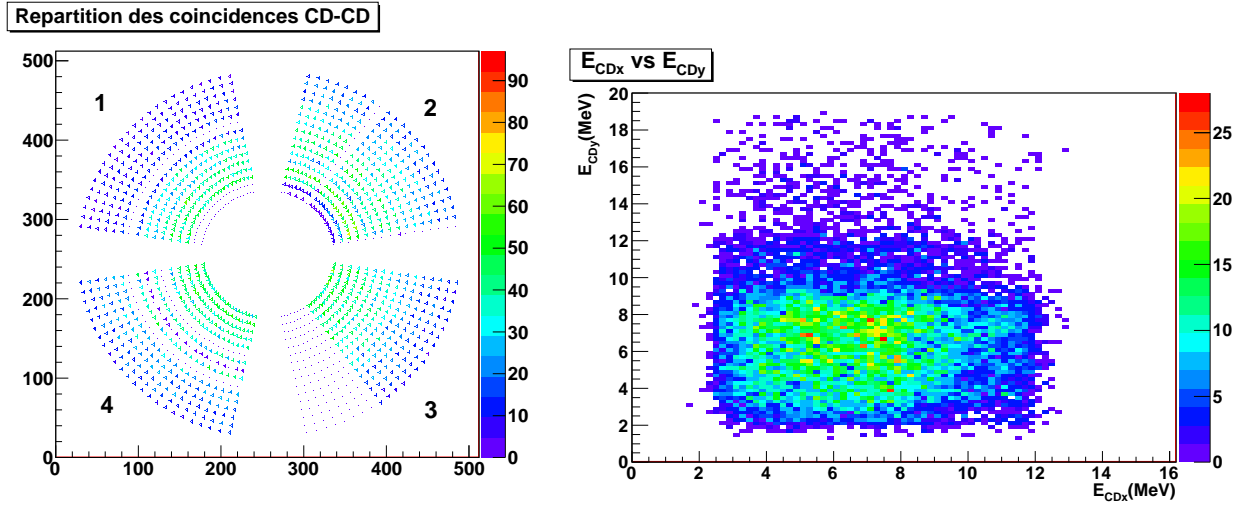


FIG. 7.4 – *A gauche* : Répartition des coïncidences CD-CD en fonction du pixel de détection et du secteur concerné, pour les données issues de l' $^{14}\text{N}$ . *A droite* : Distribution en énergie de ces coïncidences deux protons.

## 7.2 Recherche d'évènements de décroissance deux protons.

Suite à l'observation de coïncidences deux protons, nous cherchons à déterminer si les coïncidences expérimentales peuvent être des évènements issus d'une décroissance deux protons émis depuis le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . Nous présentons d'abord la méthode de traitement des données, les tests associés et enfin les résultats expérimentaux obtenus.

### 7.2.1 Description de la méthode

#### 7.2.1.1 Méthode de sélection des évènements

Afin de trouver des évènements expérimentaux liés à ce processus, nous utilisons une méthode de comparaison entre les coïncidences expérimentales et des coïncidences deux protons simulées où toutes les caractéristiques (angles et énergies dans le centre de masse ou dans le laboratoire) sont connues. Pour chaque coïncidence expérimentale, cette comparaison procède en deux étapes :

1. La recherche d'une coïncidence simulée "la plus proche" de la coïncidence expérimentale, telle que :
  - Chaque particule de la coïncidence simulée doit être détectée dans exactement le même détecteur que l'évènement expérimental.
  - La coïncidence minimise un critère de  $\chi^2$  défini par :

$$\chi^2 = (E_{exp-p1} - E_{sim-p1})^2 + (E_{exp-p2} - E_{sim-p2})^2 \quad (7.1)$$

2. Après sélection de la coïncidence simulée : si le critère  $\chi^2$  est inférieur à 0.02 MeV (soit moins de 100 keV d'écart entre les évènements expérimentaux et les évènements simulés), alors on conserve la coïncidence expérimentale et on lui associe la coïncidence simulée.

---

Cette méthode permet donc de :

- trier les coïncidences expérimentales et rejeter celles qui ne ressemblent pas à une émission de deux protons.
- Associer aux coïncidences expérimentales une coïncidence simulée permettant de remonter aux énergies  $E_{cm}$  et aux angles d'émission dans le centre de masse.

### 7.2.1.2 Génération des évènements simulés

Les évènements simulés utilisés pour notre méthode de sélection sont construits par simulation Monte-Carlo d'une émission de deux protons à partir du  $^{15}\text{F}$ . Nous utilisons les hypothèses suivantes :

- Le processus est séquentiel. Il se réalise donc via un état excité "virtuel" de  $^{14}\text{O}$ .
- Les protons se partagent l'énergie totale, sans que la répartition soit forcément équitable.
- Les angles d'émission dans le centre de masse des protons sont décorrélés (distribution uniforme).

Cette simulation d'une émission de deux protons est décrite par le processus suivant :

1. Un noyau de  $^{15}\text{F}$  à une énergie de résonance  $E_{R-15F}$  est formé par diffusion élastique résonante.
2. Ce noyau décroît en émettant un premier proton p1, et forme un noyau d' $^{14}\text{O}$  à une énergie d'excitation  $E_{X-14O}$  comprise entre  $E_{R-15F}$  et le seuil d'émission  $^{13}\text{N}+2p$ . L'énergie centre de masse du proton émis est égale à :

$$E_{p1-cm} = (E_{R-15F} - E_{X-14O}) \times \frac{m_{14O}}{(m_{14O} + mp)} \quad (7.2)$$

3. Après émission, cet évènement est accéléré par changement de référentiel, le  $^{15}\text{F}$ , et son énergie est transformée par relation cinématique. Cet évènement traverse ensuite la cible en perdant de l'énergie, puis est détecté par le détecteur  $\Delta\text{E-E}$  ou le détecteur CD-PAD à une énergie  $E_{sim-p1}$ .
4. Le noyau d' $^{14}\text{O}$  décroît ensuite en émettant un deuxième proton et forme un noyau d' $^{13}\text{N}$  dans l'état fondamental. Ce deuxième proton dispose d'une énergie dans le centre de masse de :

$$E_{p2-cm} = (E_{X-14O} - Q_{13N}) \times \frac{m_{13N}}{(m_{13N} + mp)} \quad (7.3)$$

5. Après émission, cet évènement est accéléré par changement de référentiel. Cet évènement traverse ensuite la cible en perdant de l'énergie, puis est détecté par le  $\Delta\text{E-E}$  ou le détecteur CD-PAD à une énergie  $E_{sim-p2}$ .

Au cours de notre simulation de coïncidences deux protons, nous pouvons donc choisir en entrée :

- les positions des états excités  $E_{R-15F}$  et  $E_{X-14O}$  : Nous imposons que ces énergies soient comprises dans la gamme  $[4.62-5.6]\text{MeV}$ , soit entre le seuil d'émission  $^{13}\text{N}+2p$  et l'énergie maximale du  $^{15}\text{F}$  accessible pendant l'expérience (cf. figure 7.5). Pour

des raisons logiques, nous imposons la condition  $E_{R-15F} \geq E_{X-14O} \geq 4.62\text{MeV}$  pour simuler un évènement de décroissance.

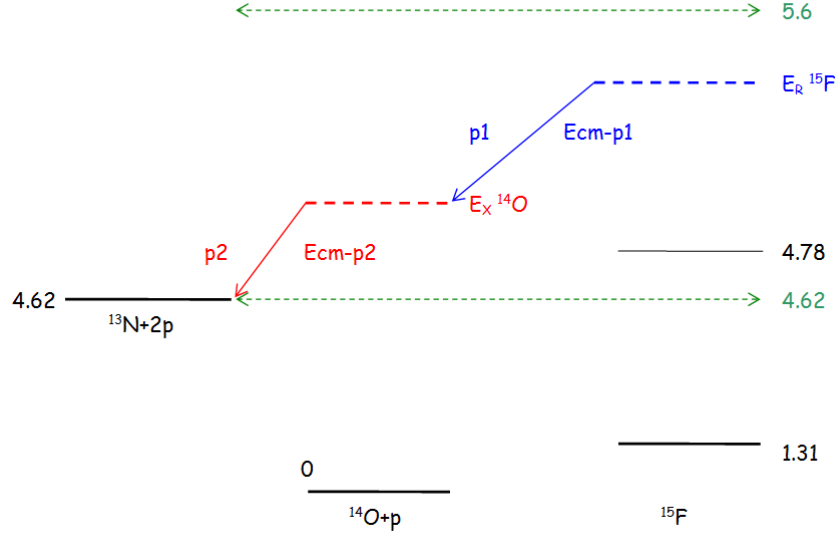


FIG. 7.5 – Schéma des évènements de décroissance deux protons.

- Les angles d'émission dans le centre de masse : Nous choisissons qu'ils soient pris aléatoirement dans  $2\pi$ , la géométrie de l'expérience étant symétrique par rapport à la direction du faisceau.

Avec cette simulation, nous obtenons des évènements simulés dont les énergies laboratoires sont situées entre 2 et 10MeV, soit la gamme d'énergie où a été mesuré un grand nombre de coïncidence.

### 7.2.1.3 Limites de la méthode

Sur nos données expérimentales, l'ordre d'émission des protons - ie. quel proton a été émis "en premier" par le noyau de  $^{15}\text{F}$  et quel proton a été émis "en deuxième" par le noyau de  $^{14}\text{O}$  - est inconnu. En conséquence, lorsque le critère de  $\chi^2$  est calculé, il est impossible de savoir quel évènement expérimental correspond à  $E_{exp-p1}$  ou  $E_{exp-p2}$ . Cette méconnaissance nous impose donc, pour chaque coïncidence expérimentale ( $E_{exp-a}$ ,  $E_{exp-b}$ ), de calculer deux critères  $\chi^2$  relatifs à chaque ordre de détection :

$$\chi_1^2 = (E_{exp-a} - E_{sim-p1})^2 + (E_{exp-p2} - E_{sim-p2})^2 \quad (7.4)$$

et :

$$\chi_2^2 = (E_{exp-b} - E_{sim-p1})^2 + (E_{exp-p1} - E_{sim-p2})^2 \quad (7.5)$$

En conséquence, dans notre analyse, nous aurons toujours deux solutions pour une même coïncidence expérimentale, correspondant au deux ordres d'émission possibles. Nous définissons ainsi :

- 
- Dans le cas d’une coïncidence entre un évènement dans le détecteur  $\Delta E-E$  et un évènement dans le CD-PAD
    - un ordre "n°1", correspondant au critère  $\chi^2_1$  :  $p_{\Delta-E}$  émis par le noyau de  $^{15}\text{F}$  -  $p_{CD}$  émis par le noyau d’ $^{14}\text{O}$
    - un ordre "n°2" correspondant au critère  $\chi^2_2$  :  $p_{CD}$  émis par le noyau de  $^{15}\text{F}$  -  $p_{\Delta-E}$  émis par le noyau d’ $^{14}\text{O}$
  - Dans le cas d’une coïncidence entre deux évènements dans le détecteur CD-PAD :
    - un ordre "n°1" correspondant au critère  $\chi^2_1$  :  $p_{CD-1}$  émis par le noyau de  $^{15}\text{F}$  -  $p_{CD-2}$  émis par le noyau d’ $^{14}\text{O}$
    - un ordre "n°2" correspondant au critère  $\chi^2_2$  :  $p_{CD-2}$  émis par le noyau de  $^{15}\text{F}$  -  $p_{CD-1}$  émis par le noyau d’ $^{14}\text{O}$

Pendant toute cette analyse, le résultat obtenu pour l’ordre 1 sera représenté sous formes de triangles rouges ou d’histogrammes "vides", et celui pour l’ordre 2 représenté en étoiles bleues ou histogramme "plein".

## 7.2.2 Test de la méthode

Afin de tester la validité de cette méthode, nous l’avons appliquée sur différents exemples de données parfaitement connues. Dans ce paragraphe, nous présentons deux cas :

- Des données simulées d’une décroissance deux protons.
- Les ensembles de coïncidences fortuites simulées construits au paragraphe précédent.

### 7.2.2.1 Décroissance deux protons simulée

Pour notre premier test, nous avons dans un premier temps simulé une émission de deux protons de type séquentielle à partir d’un état excité du  $^{15}\text{F}$  situé à  $E_{R-15F}=4.86$  MeV et procédant via un état intermédiaire virtuel de l’ $^{14}\text{O}$  situé à  $E_{X-14O}=4.76$  MeV (d’où  $E_{cm-p1}=100\text{keV}$  et  $E_{cm-p2}=140\text{keV}$ ). Nous supposons  $\Gamma=0$ . Une centaine d’évènements est ainsi générée, avec des énergies dans le laboratoire comprises entre 3 et 6 MeV.

Pour notre analyse de ces évènements simulés, nous avons séparé les coïncidences entre un proton mesuré dans le détecteur  $\Delta E-E$  et un proton détecté dans le détecteur CD-PAD ; et celles avec deux protons mesurés dans le détecteur CD-PAD. A chaque coïncidence simulée, un évènement de la base de donnée est associé, ce qui nous permet d’obtenir les énergies et angles d’émission centre de masse. Avec ces énergies (cf. figure 7.6), nous observons deux groupes bien définis correspondant à chaque ordre d’émission deux protons envisagé par l’algorithme. Les énergies moyennes des groupes sont de  $100\pm 10$  et  $140\pm 10$  keV.

De ces énergies centre de masse, nous pouvons déduire les énergies des niveaux peuplés dans le  $^{15}\text{F}$  et l’ $^{14}\text{O}$  au cours de la décroissance. Celles-ci sont représentées sur la figure 7.7 et prennent l’apparence de gaussiennes de faible largeur. En conséquence, en ajustant ces courbes par une gaussienne, il est possible de remonter à la position en énergie (moyenne de la gaussienne) et la largeur FWHM de l’état (variance de la gaussienne  $\times 2.35$ ). Les paramètres ainsi obtenus sont donnés dans le tableau 7.1. L’énergie de l’état excité du  $^{15}\text{F}$  est bien reconstruite, avec une largeur de 10keV correspondant à l’incertitude de l’algorithme

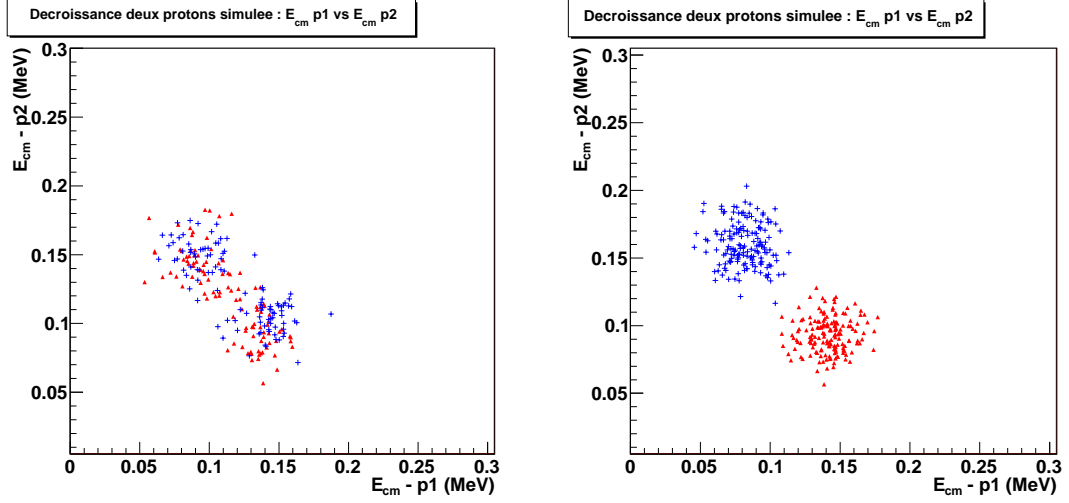


FIG. 7.6 – *A gauche* : Energies centre de masse reconstruites pour les évènements de décroissance SI-CD deux protons simulés avec les paramètres donnés dans la table 7.1. Pour une même coïncidence simulée, deux évènements ont été obtenus (triangle rouge ou étoile bleue), relatif à l'ordre d'émission considéré. *A droite* : Même chose pour les coïncidences simulées CD-CD.

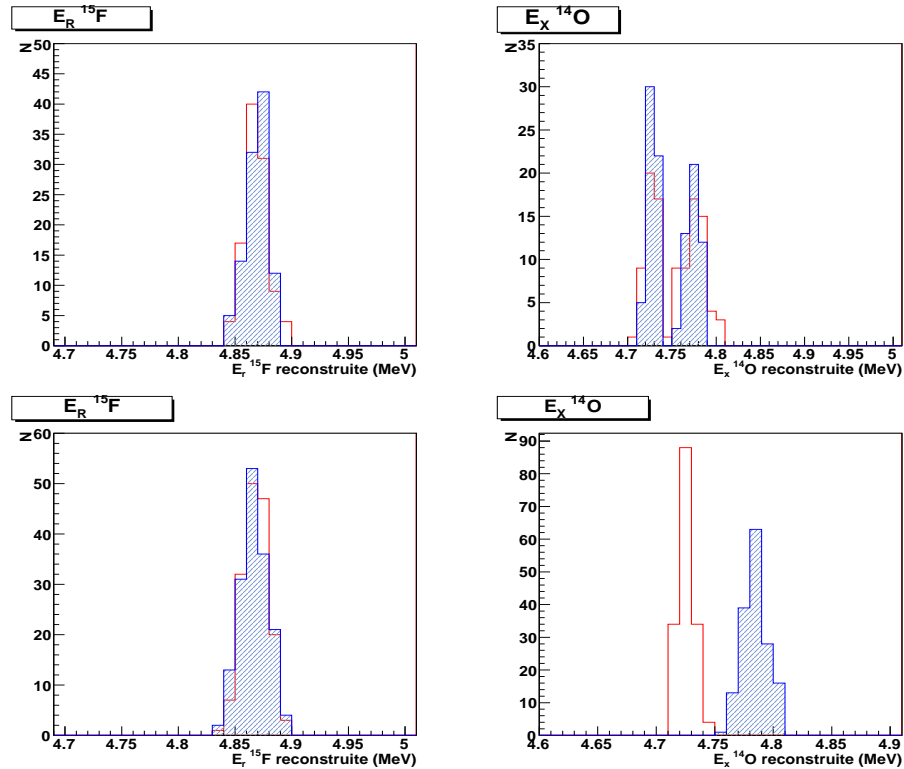


FIG. 7.7 – Energie de résonance de l'état du  $^{15}\text{F}$  (à gauche) et énergie d'excitation de l'état virtuel de l' $^{14}\text{O}$  (à droite) reconstruites pour les évènements de décroissance deux protons simulés avec les paramètres donnés dans la table 7.1. Deux résultats ont été obtenus (histogramme plein ou histogramme vide) correspondant aux deux ordres d'émissions envisagés. *En haut* : Résultats obtenus pour les coïncidences SI-CD. *En bas* : Résultats obtenus pour les coïncidences CD-CD.

sur la reconstruction de l'énergie. Pour l'état excité du  $^{14}\text{O}$ , nous obtenons deux solutions correspondant aux deux ordres de mesure, avec une incertitude de 10keV. Nous n'avons aucun argument pour privilégier une solution (un ordre) plutôt qu'un autre, et ne pouvons donc déterminer exactement la position de l'état.

		E	$\Gamma$
$E_R$ $^{15}\text{F}$	simulé	4.86	0
	reconstruit	4.86	11
$E_X$ $^{14}\text{O}$	simulé	4.76	0
	reconstruit	4.78	11.05
		4.72	9.6

TAB. 7.1 – Paramètres utilisés pour la simulation de l'émission séquentielle de deux protons depuis le  $^{15}\text{F}$  et paramètres reconstruits par notre méthode d'analyse.

En conclusion, cette méthode permet d'identifier une émission deux protons et d'obtenir les énergies centre de masse et énergies des états peuplés. Une incertitude de 10 keV est introduite "par défaut". La méthode ne permet toutefois pas de déterminer l'ordre d'émission, et propose deux solutions symétriques pour une même décroissance.

### 7.2.2.2 Coïncidences fortuites

Nous avons également testé notre méthode sur deux ensembles de coïncidences fortuites simulées. Un groupe de 1600 coïncidences CD-CD et 250 coïncidence SI-CD sont générés, correspondant au nombre de coïncidences expérimentales mesurées pour la mesure  $^{14}\text{O}(p, ^{14}\text{O})p$ . Pour le groupe CD-SI, nous avons exclu les événements pouvant appartenir à la ligne de corrélation discutée précédemment. En appliquant notre méthode, l'analyse sélectionne 63 coïncidences SI-CD, soit près de 25% des événements initiaux, et 278 événements pour le groupe CD-CD, soit 17.8 % des événements initiaux.

Nous pouvons accéder aux énergies centre de masse et obtenons les diagrammes donnés en figure 7.8. Nous y observons que les événements sont répartis de manière relativement uniforme sur toute la gamme d'énergie. Aucune structure particulière n'est mise en évidence, contrairement au cas précédent.

Les énergies d'excitation (ou de résonance) des états du  $^{15}\text{F}$  ou d' $^{14}\text{O}$  sont représentées en figure 7.9. Nous observons que, pour le niveau associé au  $^{15}\text{F}$ , les hautes énergies sont favorisées, notamment pour  $E_R \geq 5.2$  MeV. Ce phénomène est probablement lié au plus grand nombre d'énergies  $E_{X-^{14}\text{O}}$  accessibles lorsque l'on augmente  $E_{R-^{15}\text{F}}$  et donc au plus grand nombre d'événements simulés associés à ces énergies  $E_{R-^{15}\text{F}}$ . Pour l'énergie d'excitation de l'état virtuel de l' $^{14}\text{O}$  nous observons une distribution étendue des énergies reconstruites, privilégiant légèrement les énergies autour de 4.9-5MeV, soit à la moitié de la gamme d'énergie. Aucun état n'est reconstruit, ce qui est cohérent avec le caractère fortuit des coïncidences. L'algorithme ne fait donc pas apparaître de structure particulière lorsqu'on lui donne en entrée des événements aléatoires.



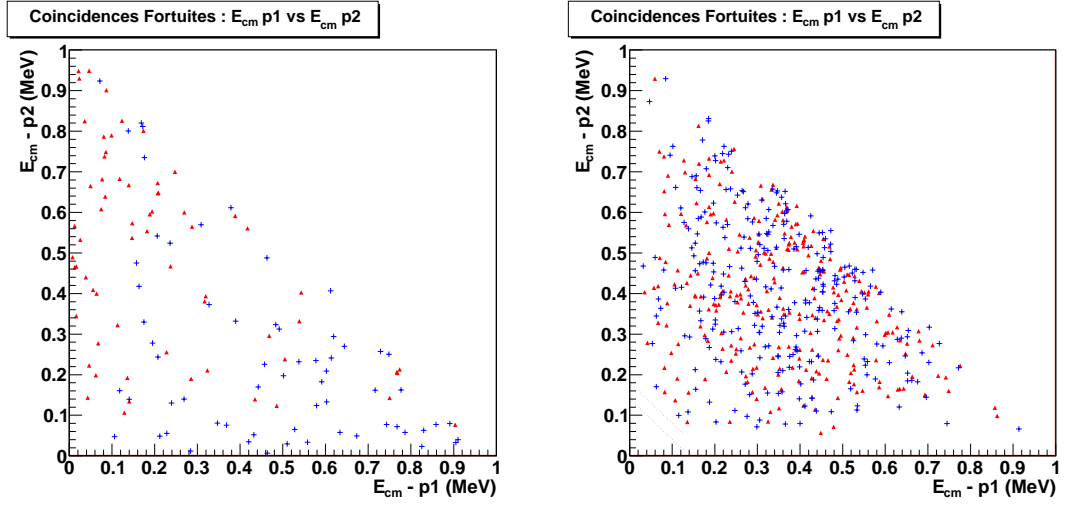


FIG. 7.8 – Energies centre de masse reconstruites pour les coïncidences fortuites SI-CD (à gauche) et CD-CD (à droite).

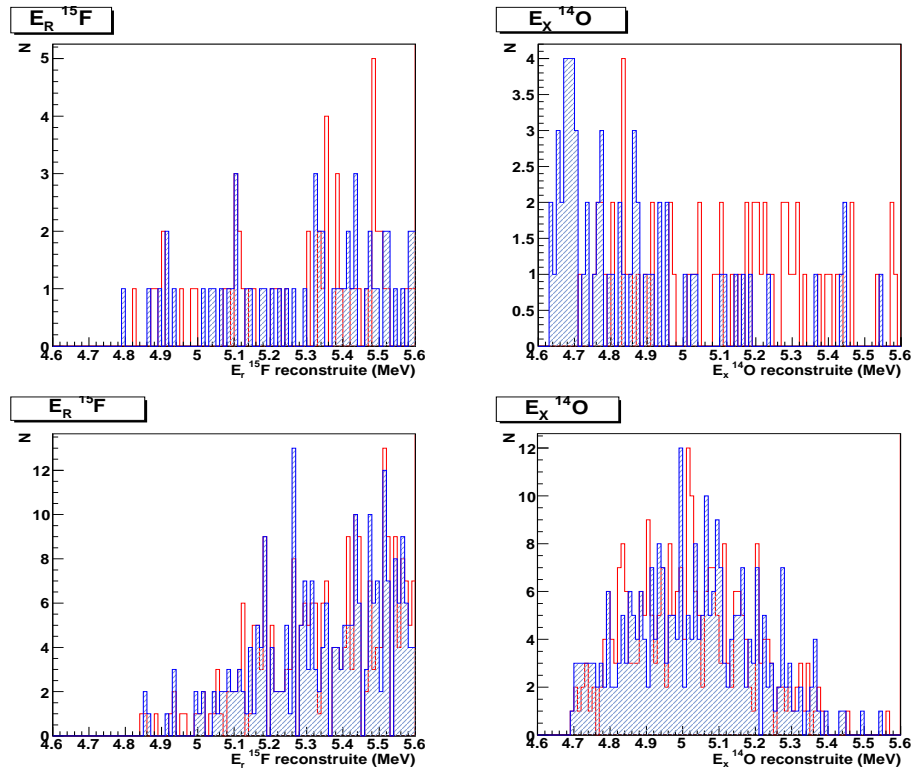


FIG. 7.9 – Energie de résonance de l'état du  $^{15}\text{F}$  (à gauche) et énergie d'excitation de l'état virtuel de l' $^{14}\text{O}$  (à droite) reconstruites pour les coïncidences fortuites simulées. *En haut* : Résultats obtenus pour les coïncidences SI-CD. *En bas* : Résultats obtenus pour les coïncidences CD-CD

---

### 7.2.3 Application aux données expérimentales

Suite à la validation de la méthode, nous l'appliquons à nos données expérimentales, c'est à dire aux vraies coïncidences deux protons mesurées pendant l'expérience la diffusion élastique résonante  $^{14}\text{O}(\text{p}, ^{14}\text{O})\text{p}$ . Sur les 325 coïncidences SI-CD observées et les 212 évènements hors de la ligne, l'analyse sélectionne 78 évènements soit environ 36 %. Pour les coïncidences CD-CD, 367 évènements sont conservés sur les 1251 coïncidences observées soit 29.8 %. Ces deux chiffres sont légèrement supérieurs à ceux observés pour les coïncidences fortuites, ce qui pourrait être expliqué par l'intervention d'un processus autre que la détection de coïncidences fortuites, tel que la décroissance deux protons recherchée.

Avec notre analyse, nous associons aux évènements expérimentaux les énergies centre de masse données en figure 7.10. Nous n'y observons pas de structure particulière, ce qui signifie que la majorité de ces évènements sont des coïncidences fortuites. Cependant, afin de nous assurer que nous n'avons pas mesuré de décroissances deux protons issues du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ , nous définissons sur les deux diagrammes une zone (entre les barres noires) correspondant à  $Q_{2p}=160 \pm 20\text{keV}$ , soit le  $Q_{2p}$  du deuxième état excité. Malgré cette précaution, nous n'observons aucun coup dans cette gamme, signifiant qu'il n'y a pas d'évènements deux protons d'intérêt. Nous remarquons cependant la présence d'un couple d'évènements pour les coïncidences SI-CD juste au dessus et juste en dessous de cette gamme, correspondant à une émission avec un  $Q_{2p}=200\text{keV}$  pour le premier et  $Q_{2p}=140\text{keV}$  pour le second.

Ces constatations sont appuyées par les énergies d'excitation et de résonance reconstituées (figure 7.11). Nous retrouvons la même structure que celle observée pour les coïncidences fortuites, c'est à dire une distribution des énergies  $E_{R-15F}$  croissante au dessus de 5.2MeV, et une distribution des énergies  $E_{X-14O}$  étendue mais disposant d'un maximum autour de 5MeV. Nous n'avons donc observé que des coïncidences fortuites et aucun évènement deux protons vrai.

### 7.2.4 Conclusion

Malgré une étude attentive des données expérimentales, il n'a pas été possible de mettre en évidence des évènements de décroissance deux protons à partir du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . Cependant, nous avons observé un surplus de coïncidences situées à plus haute énergie d'excitation par rapport aux coïncidences fortuites. Il est possible que ces évènements proviennent d'états larges situés à haute énergie, décroissant par le canal deux protons.

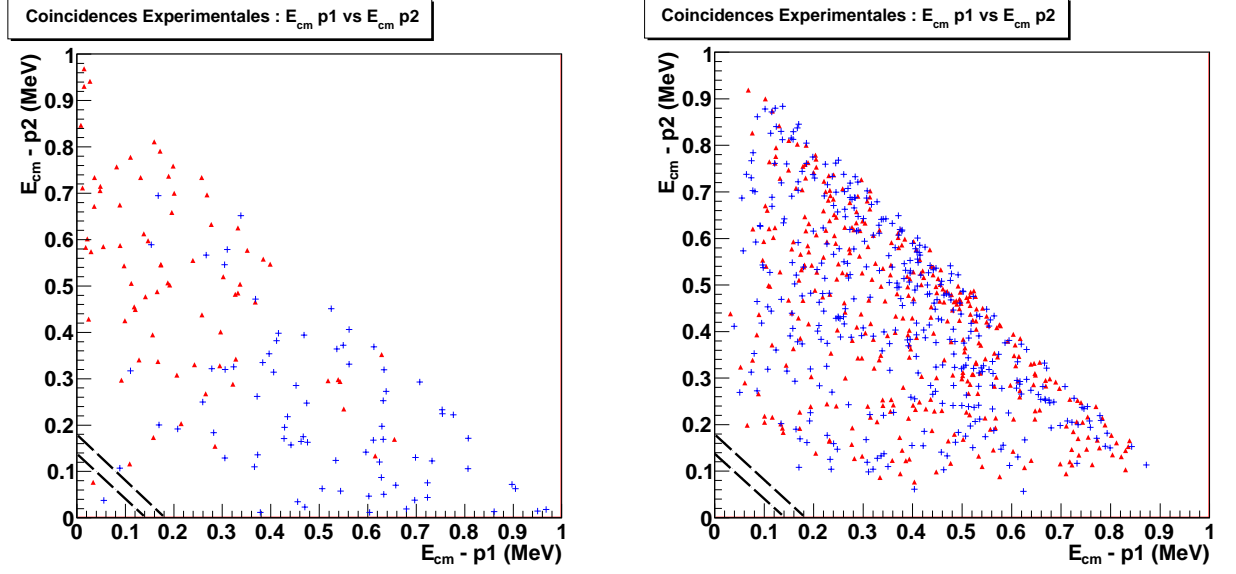


FIG. 7.10 – Energies centre de masse obtenues pour les vraies coïncidences expérimentales SI-CD (à gauche) et CD-CD (à droite). Les lignes noires en bas à gauche définissent une gamme d'énergie pour laquelle l'énergie des deux protons dans le centre de masse ne dépasse pas  $160\text{keV} \pm 20\text{keV}$ , correspondant à une émission de deux protons originaire du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ .

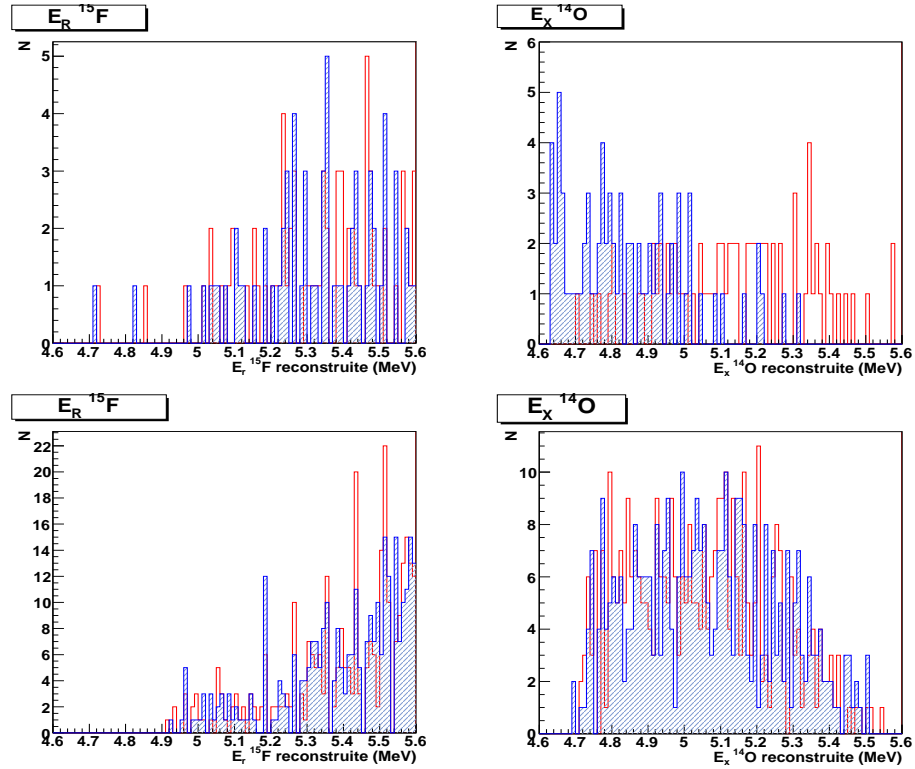


FIG. 7.11 – Energie de résonance de l'état du  $^{15}\text{F}$  (à gauche) et énergie d'excitation de l'état virtuel de l' $^{14}\text{O}$  (à droite) reconstruites pour les vraies coïncidences expérimentales. *En haut* : Résultats obtenus pour les coïncidences SI-CD. *En bas* : Résultats obtenus pour les coïncidences CD-CD.



# Chapitre 8

## Interprétation des résultats

L'expérience réalisée nous a permis de mesurer trois états du noyau non-lié de  $^{15}\text{F}$  et de mettre en évidence quelques propriétés particulières du deuxième état excité. Dans ce chapitre, nous étudions la structure et les propriétés de ces états à partir de différents modèles théoriques.

### 8.1 Etude de la masse du $^{15}\text{F}$

#### 8.1.1 Masse mesurée

Nous avons vu au premier chapitre que la masse nucléaire d'un noyau est reliée à l'énergie de séparation par l'équation suivante :

$$S_p(A, Z) = M_{nucl}(A - 1, Z - 1) + m_p - M_{nucl}(A, Z) \quad (8.1)$$

Appliquée au cas du  $^{15}\text{F}$ , cette équation devient :

$$S_p(^{15}\text{F}) = M_{nucl}(^{14}\text{O}) + m_p - M_{nucl}(^{15}\text{F}) \quad (8.2)$$

L'énergie de séparation est la différence d'énergie entre l'énergie du système  $\{^{14}\text{O} + p\}$  et l'énergie de l'état fondamental du  $^{15}\text{F}$ . Nous avons mesuré la valeur  $S_p = -1.31 \pm 0.01$  MeV. Avec cette valeur, et utilisant la masse nucléaire de l' $^{14}\text{O}$ , nous pouvons calculer la masse nucléaire du  $^{15}\text{F}$  et obtenons  $M_{nucl}(^{15}\text{F}) = 13984.4 \pm 0.02$  MeV. L'énergie de liaison par nucléon du  $^{15}\text{F}$  se déduit simplement de cette masse et est environ égale à  $B(^{15}\text{F}) = 6.495 \pm 0.001$  MeV/A.

Une autre grandeur utilisée pour décrire la masse d'un noyau est l'excès de masse (ME). Il se définit comme la différence entre la masse des nucléons constituants et la masse atomique du noyau considéré :

$$M_{atom}(A, Z) = m_u \times A + ME \quad (8.3)$$

Avec  $m_u$  l'unité de masse atomique, égale à  $931.494 \pm 4.65 \times 10^{-5}$  MeV et  $M_{atom}$  définie par :

$$M_{atom} = M_{nucl} + Z \times m_{electron} - B(electrons) \quad (8.4)$$

B(electron) représente l'énergie de liaison des électrons du  $^{15}\text{F}$  estimée à 157 eV, soit une quantité négligeable. Nous déduisons donc :

$$M_{atom}(^{15}\text{F}) = 13984.4 \pm 0.02 + 9 \times 0.511 = 13989.02 \pm 0.02 \text{ MeV}. \quad (8.5)$$

L'excès de masse du  $^{15}\text{F}$  est alors égal à :

$$ME(^{15}\text{F}) = 13989.02 \pm 0.02 - 15 \times 931.494 \pm 4.65 \times 10^{-5} = 16.61 \pm 0.02 \text{ MeV}. \quad (8.6)$$

Disposant de ces valeurs, nous allons les comparer avec différents modèles théoriques.

### 8.1.2 Formule de Kelson-Garvey

Lorsque l'on cherche à connaître la masse d'un noyau, une première méthode consiste à utiliser celle des noyaux voisins pour en déduire la masse recherchée. C'est en suivant cette idée que Kelson et Garvey ([Kel66], [Kel69]) ont obtenu une relation locale, basée sur une comparaison entre les masses atomiques des noyaux situés à plus ou moins un à deux nucléons de celui d'intérêt. Cette formule se base sur deux hypothèses :

- Les nucléons sont indépendants les uns des autres. Ils se décrivent comme des particules en mouvement dans un champ auto-consistant créé par les autres nucléons.
- L'interaction forte est indépendante de la charge. Il n'y a donc pas de changement de l'interaction nucléaire entre les noyaux disposant d'un même nombre de nucléons.

Avec ces hypothèses, la masse atomique  $M(N, Z)$  d'un noyau possédant  $N$  neutrons et  $Z$  protons se calcule par :

$$M(N+2, Z-2) - M(N, Z) = M(N+1, Z-2) - M(N, Z-1) + M(N+2, Z-1) - M(N+1, Z) \quad (8.7)$$

Cette relation a été notamment utilisée pour le calcul d'éléments riches en neutrons par propagation de proche en proche avec une erreur moyenne de 200 keV. Appliquée au noyau de  $^{15}\text{F}$ , cette formule devient :

$$M(^{15}\text{N}) - M(^{15}\text{F}) = M(^{14}\text{N}) - M(^{14}\text{O}) + M(^{16}\text{O}) - M(^{16}\text{F}) \quad (8.8)$$

Les masses des différents noyaux considérés étant connues, nous pouvons en déduire la masse du  $^{15}\text{F}$ . Nous obtenons ainsi une valeur de  $13990.15 \pm 0.130$  MeV, correspondant à un excès de masse de  $17.74 \pm 0.130$  MeV et un état fondamental non lié situé à une énergie de résonance de  $+2.44 \pm 0.130$  MeV. Or expérimentalement, nous avons mesuré que l'état fondamental est situé à une énergie de résonance de  $1.31 \pm 0.01$  MeV, soit un excès de masse de  $16.61 \pm 0.02$  MeV. Notre mesure est donc en désaccord avec cette estimation théorique.

Nous constatons donc que la formule de Kelson-Garvey est incapable de prédire précisément la masse du  $^{15}\text{F}$ . Nous relierons ce désaccord aux hypothèses utilisées pour l'établissement de la formule, qui ne permettent pas de prendre en compte tous les effets intervenant dans un noyau comme l'influence de la barrière coulombienne, le caractère non-lié, ou l'influence des protons faiblement liés pour les noyaux situés au-delà de la drip-line proton. Pour ce type de noyaux, la formule de Kelson-Garvey peut aboutir à une surestimation des masses, liée au shift de Thomas-Erhmann, atteignant jusqu'à 1 MeV, comme décrit

dans l'article [Com88]. Or le  $^{15}\text{F}$  est non lié, situé au delà de la drip-line proton, il rentre donc totalement dans le cadre de cette surestimation. La différence constatée peut donc s'expliquer.

### 8.1.3 Formule de l'IMME

Une alternative à la formule de Kelson-Garvey est l'équation de masse du multiplet isobarique : l'IMME. Démontrée par Wigner ([Bethe57]), celle-ci relie les différentes masses atomiques des états isobariques analogues d'un même multiplet d'isospin via la paramétrisation suivante :

$$M(A, T, T_z) = a(A, T) + b(A, T).T_z + c(A, T).T_z^2 \quad (8.9)$$

où  $A$  est le nombre de masse,  $T$  l'isospin et  $T_z$  sa projection sur l'axe  $Z$ . Les paramètres  $a, b, c$  sont calculables si au moins trois membres du multiplet d'isospin sont connus, ou peuvent être estimés grâce à une paramétrisation. Lorsque ces coefficients sont connus, il est possible de déduire la masse de chaque composant du multiplet.

Nous appliquons cette formule à l'état fondamental du  $^{15}\text{F}$  : Celui-ci possède un isospin  $T_z = -3/2$ , donc les membres de son multiplet sont l'état fondamental du  $^{15}\text{C}$  ( $T_z = +3/2$ ) et les états isobariques analogues (IAS) de l' $^{15}\text{O}$  et de l' $^{15}\text{N}$ , disposant d'un spin  $\frac{1}{2}^+$  et d'un isospin  $T_z = \pm 3/2$ . L'IAS du  $^{15}\text{N}$  est connu et situé à une énergie d'excitation de  $11.615 \pm 0.005$  MeV ([Har75]). Celui de l' $^{15}\text{O}$  n'a pas été identifié expérimentalement. Cependant, un état de spin  $\frac{1}{2}^+$  a été mesuré à une énergie d'excitation de  $10.938 \text{ MeV} \pm 3 \text{ keV}$  sans qu'on lui affecte un isospin, et deux autres états situés aux énergies d'excitation de  $11.151 \text{ MeV} \pm 7 \text{ keV}$  et  $11.519 \pm 15 \text{ keV}$  MeV n'ont pas été assignés en spin ni isospin ([TUNL]). Avec ces trois états, nous obtenons les paramètres d'IMME donnés dans le tableau 8.1 ainsi qu'une estimation de l'excès de masse correspondant au fondamental du  $^{15}\text{F}$ .

$E_x(^{15}\text{O})$	Paramètres IMME			Masse atomique $^{15}\text{F}$	Excès de masse $^{15}\text{F}$
	a	b	c		
10.938	13985.13	-2.077	0.115	13988.50	$16.09 \pm 0.018$
11.151	13985.2	-2.284	0.218	13989.11	$16.70 \pm 0.022$
11.519	13985.35	-2.658	0.408	13990.29	$17.881 \pm 0.030$

TAB. 8.1 – Coefficients de l'IMME, masse et excès de masse du  $^{15}\text{F}$  calculés pour diverses valeurs pour l'IAS de l' $^{15}\text{O}$ . Les énergies et coefficients sont donnés en MeV.

Nous observons que le résultat de la deuxième solution est proche de notre mesure expérimentale ( $16.61 \pm 0.01$  MeV). La formule de l'IMME est en accord avec notre mesure si et seulement si le niveau situé à une énergie d'excitation de 11.151 MeV dans l' $^{15}\text{O}$  est l'état isobarique analogue correspondant au fondamental du  $^{15}\text{F}$ . A cet état, nous proposons donc un spin de  $\frac{1}{2}^+$  et un isospin de  $\frac{3}{2}$ .

Nous itérons cette démarche pour le premier état excité du  $^{15}\text{F}$ , de spin  $\frac{5}{2}^+$ . Les états isobariques analogues correspondant ont été identifiés tous deux pour le  $^{15}\text{N}$  et l' $^{15}\text{O}$  : Ils

sont situés à une énergie d'excitation de  $12.522 \pm 0.008$  et  $12.255 \pm 0.013$  MeV respectivement. Pour le  $^{15}\text{C}$ , l'état considéré est le premier état excité, situé à 0.74 MeV d'énergie d'excitation. Avec ces valeurs nous pouvons calculer les valeurs des paramètres de l'IAS et obtenons  $a = 13986.21$ ,  $b = -2.487$  et  $c = 0.24$ . De ces valeurs, nous déduisons une masse atomique de 13990.484 MeV pour le premier état excité du  $^{15}\text{F}$ , correspondant à un excès de masse de  $18.074 \pm 0.03$  MeV. L'énergie d'excitation du premier état excité est alors de  $1.424 \pm 0.03$  MeV, soit une valeur proche de notre mesure expérimentale ( $1.47 \pm 0.01$  MeV).

Comparativement à la formule de Kelson-Garvey, nous pouvons obtenir avec l'IMME un très bon accord avec l'expérience (moins de 100 keV de différence). Ce résultat peut s'expliquer par l'utilisation des états isobariques analogues dont la structure est indépendante de la charge.

#### 8.1.4 Mesure du déplacement Coulombien

Dans le cadre de noyaux miroirs, l'IMME se simplifie et s'écrit sous la forme :

$$M(A, -T_Z) - M(A, +T_Z) = -2.b.T_z \quad (8.10)$$

Avec  $M(A, -T_Z)$  la masse atomique du noyau "riche en protons" et  $M(A, +T_Z)$  la masse atomique du noyau "riche en neutrons". Le coefficient  $b$  est défini par :

$$b = \Delta_{nH} - \Delta E_C \quad (8.11)$$

Avec  $\Delta_{nH}$  la différence de masse entre le neutron et l'hydrogène égale à 782.3 keV et  $\Delta E_C$  l'énergie du déplacement coulombien. Cette énergie représente l'effet induit par la modification de l'interaction coulombienne entre deux états isobariques analogues : Le noyau riche en protons est soumis à une interaction coulombienne plus intense que le noyau riche en neutrons. Ce phénomène conduit à une augmentation de la masse du noyau riche en protons et un déplacement des états excités.

Le déplacement coulombien se déduit expérimentalement de la masse des noyaux et de l'énergie de leurs états. En appliquant la formule 8.10 au couple  $^{15}\text{C}$ - $^{15}\text{F}$  de  $T_z = 3/2$ , nous avons :

$$M(^{15}\text{F}) - M(^{15}\text{C}) = -3.(\Delta_{nH} - \Delta E_C) \quad (8.12)$$

soit :

$$\Delta E_C = \frac{M(^{15}\text{F}) - M(^{15}\text{C})}{3} + 782.3 \text{ keV} \quad (8.13)$$

Nous utilisons cette dernière formule pour déduire le déplacement coulombien associé aux trois états observés expérimentalement dans le  $^{15}\text{F}$  et obtenons les résultats donnés en dernière colonne du tableau 8.2. Les valeurs déduites s'articulent autour d'une moyenne de 3.1 MeV, représentant l'influence de la modification de l'interaction coulombienne sur le  $^{15}\text{F}$  par rapport à son miroir le  $^{15}\text{C}$ . Cette valeur peut être retrouvée avec un modèle de sphère uniformément chargée.



$Z_{<} - Z_{>}$	T	$J_{pi}$	$E_x (Z_{<})$	$E_x (Z_{>})$	$\Delta Ec$ (MeV) calculé	$\Delta Ec$ (MeV) exp.
$^{15}\text{F}-^{15}\text{C}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	0	0	3.355	$3.027 \pm 0.022$
		$\frac{5}{2}^{+}$	740	1470	//	$3.271 \pm 0.024$
		$\frac{1}{2}^{-}$	3103	3470	//	$3.088 \pm 0.026$
$^{15}\text{N}-^{15}\text{C}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	11615	0	2.771	$2.6526 \pm 0.018$
		$\frac{5}{2}^{+}$	12522	740	//	$2.7926 \pm 0.022$
$^{15}\text{F}-^{15}\text{O}$	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^{+}$	0	11151	3.9371	$3.386 \pm 0.025$
		$\frac{5}{2}^{+}$	1470	12225	//	$3.752 \pm 0.03$

 TAB. 8.2 – Calculs du déplacement coulombien pour les couples  $T_z=3/2$  du multiplet A=15.

D'un point de vue théorique, le déplacement coulombien entre états isobariques analogues peut se calculer grâce à la formule semi-empirique :

$$\Delta Ec = k_1 \frac{\bar{Z}}{A^{\frac{1}{3}}} + k_2 \quad (8.14)$$

où  $Z$  est la charge moyenne entre les deux noyaux, définie par  $\bar{Z} = \frac{Z_- + Z_+}{2}$  avec  $Z_-$  la charge du noyau riche en protons et  $Z_+$  la charge du noyau riche en neutrons.  $k_1$  et  $k_2$  sont des constantes, ajustées sur les noyaux connus pour reproduire au mieux les données expérimentales. Pour  $T_z=3/2$ , on utilise  $k_1=1441.1$  (3)keV et  $k_2=-886.8$  (13)keV ([Ant97]).

Avec ce formalisme, nous calculons une valeur de déplacement coulombien de  $\Delta E_c=3355$  keV entre le  $^{15}\text{F}$  et le  $^{15}\text{C}$ . Nous obtenons une valeur relativement proche de celles mesurées expérimentalement.

### 8.1.5 Fermeture de couche Z=8

Nous avons détaillé dans le chapitre 2 les recherches effectuées sur le possible affaiblissement de la fermeture de couche prédite par le modèle en couches naïf pour les noyaux caractérisés par N=8 ou Z=8 : un affaiblissement net a ainsi été mis en évidence pour la courbe d'isospin  $T_z=3/2$  des noyaux à 8 neutrons, tandis que la couche  $T_z=1/2$  montre une conservation de cette fermeture de couches. Les mêmes recherches ont été menées pour les noyaux possédant Z=8 protons. La conservation de la fermeture de couches a été démontrée pour les noyaux  $T_z=-1/2$ . Et pour la ligne  $T_z=-3/2$ , dépendante de la mesure de l'énergie de séparation du  $^{15}\text{F}$ , les résultats s'orientent vers la disparition de cette fermeture ([Pet03], [Guo05]).

Avec notre expérience, nous mesurons pour le  $^{15}\text{F}$  une énergie de séparation de  $-1.31 \pm 0.01$  MeV. Cette valeur est en faveur d'un affaiblissement de la fermeture de couche (cf. figure 8.1), et peut être interprétée comme un argument en faveur d'un agencement particulier des nucléons du  $^{15}\text{F}$ , différent de celui proposé par le modèle en couches naïf. Etudier la structure de ces états semble donc intéressant pour tester cette hypothèse.

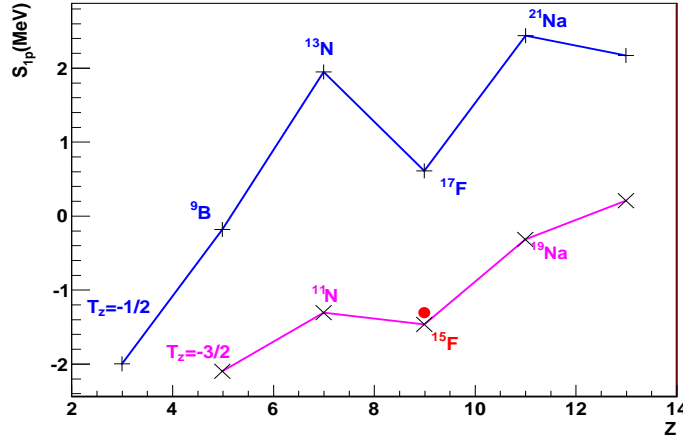


FIG. 8.1 — Energie de séparation un proton ( $S_{1p}$ ) pour les noyaux impairs versus le nombre de protons. Les différents points proviennent de [TUNL] ou de la littérature, tandis que le point rouge est notre mesure.

## 8.2 Structure du noyau de <sup>15</sup>F

### 8.2.1 Modèle en couches naïf et inversion de couches

L'étude de la structure des noyaux se base fréquemment sur le modèle en couches proposé par M. Goeppert-Mayer, H. D. Jensen et E. Wigner. Comparable au modèle utilisé pour les couches électroniques, il décrit le noyau sous la forme de différentes couches situées à des énergies croissantes, prédites en calculant la solution de l'équation de Schrödinger ou en utilisant un potentiel moyen (potentiel de Woods-Saxon ou le potentiel de l'oscillateur harmonique). Un exemple de séquençage, issu de l'oscillateur harmonique et que l'on appellera "*naïf*" par la suite, est décrit en figure 8.2, à gauche. Dans ce cadre, la structure de l'état fondamental d'un noyau se déduit en remplissant successivement les couches avec les nucléons. Les états d'excitation sont ensuite décrits comme des configurations obtenues après excitation d'un nucléon, le faisant "sauter" sur une couche supérieure.

Appliqué au <sup>15</sup>F, ce modèle conduit à décrire l'état fondamental du <sup>15</sup>F sous la forme d'un coeur d'<sup>14</sup>O auquel on ajoute un proton faiblement lié dans la couche 1d<sub>5/2</sub>, soit un état de  $J^\pi = 5/2^+$ . Le même modèle s'applique pour le premier état excité, ainsi décrit par le couplage du coeur d'<sup>14</sup>O avec un proton dans la couche 2s<sub>1/2</sub>, donnant un  $J^\pi = 1/2^+$ . Or expérimentalement, nous avons mesuré un état fondamental de  $J^\pi = 1/2^+$  et un premier état excité de  $J^\pi = 5/2^+$ . Pour expliquer ces résultats, il faut faire intervenir une inversion de couches, entre la couche 1d<sub>5/2</sub> et la couche 2s<sub>1/2</sub>, d'où un état fondamental décrit par le système <sup>14</sup>O+p(2s<sub>1/2</sub>) et un premier état excité décrit par le système <sup>14</sup>O+p(1d<sub>5/2</sub>).

Le deuxième état excité, de  $J^\pi = 1/2^-$  ne peut pas être expliqué en couplant un coeur d'<sup>14</sup>O avec la couche suivante : 1d<sub>3/2</sub>, en raison du spin. Pour justifier ce  $J^\pi$ , il faudrait peupler la couche 2p<sub>1/2</sub>, située à haute énergie d'excitation, ce qui est incohérent avec la faible énergie d'excitation de l'état ( $E_x = 3.4$  MeV). En conséquence, nous devons nous baser

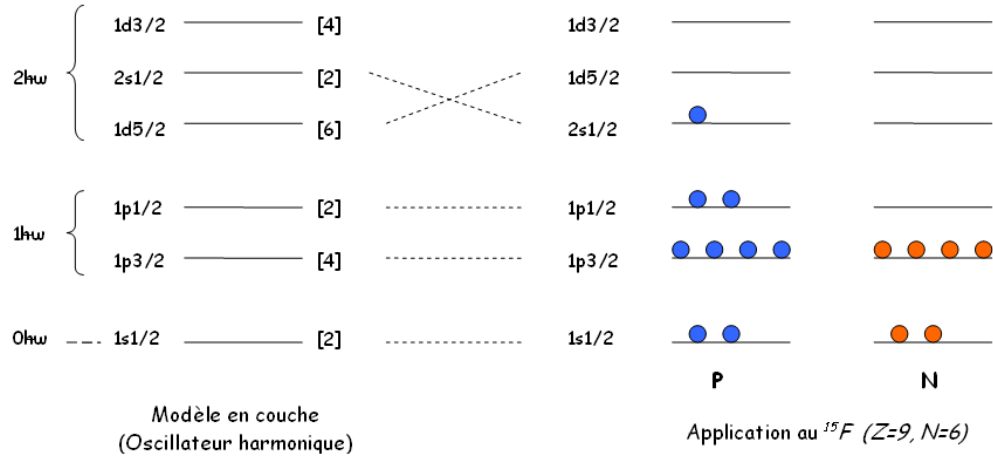


FIG. 8.2 – *A gauche* : Séquences du modèle en couches déduites à partir du potentiel de l'oscillateur harmonique. Les nombres entre crochets correspondent au nombre maximal de nucléons que l'on peut mettre dans la couche. *A droite* : Modèle en couches appliqué au noyau de  $^{15}\text{F}$ . Une inversion des couches 1d5/2 et 2s1/2 est nécessaire pour expliquer les spins des états mesurés dans ce noyau.

sur une autre configuration que le coeur dur d' $^{14}\text{O}$  pour construire cet état. La solution la plus simple est alors d'exciter un des protons situés dans la couche 1p1/2 pour former une paire (de protons) dans la couche 2s1/2, et laisser un trou dans la couche 1p1/2. Nous avons alors une configuration à deux particules dans la couche de valence, auquel s'ajoute un trou dans la couche inférieure (configuration 2p-1h). Dans ce cas, le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  est décrit comme un noyau d' $^{13}\text{N}$  dans l'état fondamental (de  $J^\pi=1/2^-$ ), auquel on ajoute deux protons couplés en  $J^\pi=0^+$  dans la couche 2s1/2. L'état résultant dispose bien d'un  $J^\pi=1/2^-$ , comme mesuré expérimentalement.

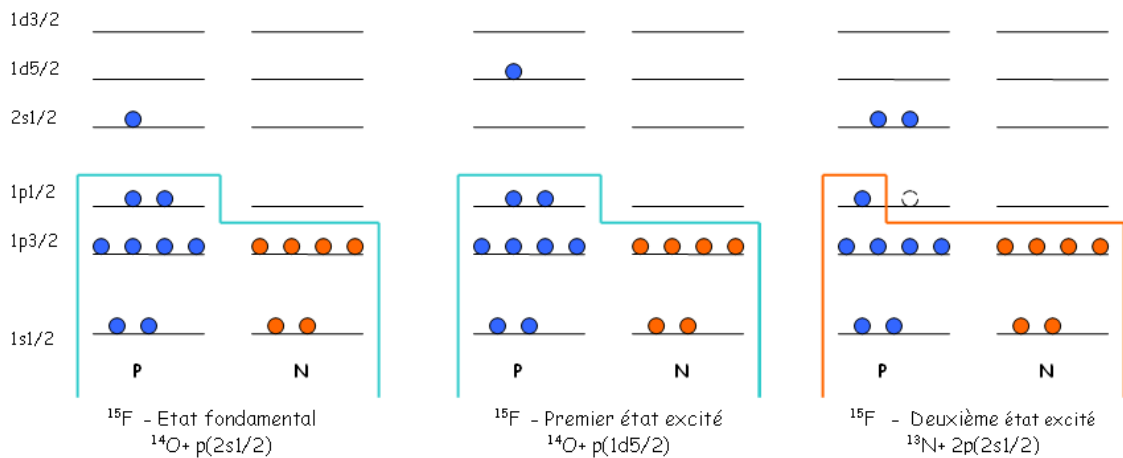


FIG. 8.3 – Modèle en couches appliqué à l'état fondamental de l' $^{14}\text{O}$ , à l'état fondamental, au premier état excité et au deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ .

---

Pour résumer, la structure des trois premiers états, représentée en figure 8.3, est décrite sous les hypothèses suivantes :

- Les couches  $1d_{5/2}$  et  $2s_{1/2}$  décrites par le modèle en couches naïf sont inversées.
- L'état fondamental et le premier état excité se décrivent sous la forme d'un coeur d' $^{14}\text{O}$  plus un proton.
- Le deuxième état excité se décrit comme un coeur d' $^{13}\text{N}$  auquel on ajoute deux protons.
- Les protons de valence pour le deuxième état excité sont organisés sous forme d'une structure  $2p-1h$ .

## 8.2.2 Structure des noyaux proches

Afin de valider la structure déduite pour le  $^{15}\text{F}$  par l'utilisation d'un modèle en couches naïf, nous allons étudier la structure des noyaux voisins.

### 8.2.2.1 Dans le noyau miroir : $^{15}\text{C}$

Etudié bien avant son partenaire miroir, le  $^{15}\text{C}$  a souvent été décrit sur la base d'une structure composée d'un coeur dur de  $^{12}\text{C}$  et de trois neutrons de valence. Cependant, Philpotts ([Phi73]), qui étudia ce noyau via un modèle de potentiel Woods-Saxon complété par un terme de couplage au continuum, décrivit l'état fondamental et le premier état excité du  $^{15}\text{C}$  comme des états "single-particle" ; formés d'un neutron placé dans la couche  $2s_{1/2}$  ou  $1d_{5/2}$ , et couplé à un coeur de  $^{14}\text{C}$ . Le deuxième état excité fut quant à lui expliqué par un coeur de  $^{12}\text{C}$  auquel on ajoute un neutron dans la couche  $1p_{1/2}$  et deux neutrons dans la couche  $2s_{1/2}$ . Ces travaux ont été confirmés par S.Truong et H.T.Fortune, qui décrivirent ces états à basse énergie sous la forme d'un couplage entre particules et trous ([Tru83]).

Nous retrouvons donc dans le  $^{15}\text{C}$  l'inversion des couches  $2s_{1/2}$  et  $1d_{5/2}$  suggérée, et la structure  $2p-1h$  proposée pour le deuxième état excité, mais transposée à la partie neutron.

### 8.2.2.2 Couple $^{17}\text{O}$ - $^{17}\text{F}$

Un même type de structure a été mis en évidence pour l' $^{17}\text{O}$  ( $Z=8, N=9$ ). En première approximation, il a été décrit comme un coeur dur d' $^{16}\text{O}$  auquel on ajoute un neutron de valence dans la couche  $1d_{5/2}$  ou  $2s_{1/2}$  pour le fondamental et le premier état excité respectivement ([Naq68]). Pour les états situés à plus haute énergie d'excitation des structures plus complexes sont nécessaires afin d'expliquer les spins et parités des états, dont notamment une structure  $(2p-1h)$  pour les états de parité négative ([Zuk68], [Lem72]). On note l'exemple de l'état de  $J^\pi = 1/2^-$  situé à une énergie d'excitation de 3.06 MeV, expliqué sous la forme d'un coeur d' $^{15}\text{N}$ , couplé à deux protons dans la couche (d) ou dans la couche (s). Noyau miroir de l' $^{17}\text{O}$ , le  $^{17}\text{F}$  dispose également d'une telle structure ([Bro66], [Oli69], [Thor69], [Bro66]).

### 8.2.3 Etude de la structure du $^{15}\text{F}$ grâce au code OXBASH

Les calculs de modèle en couches peuvent être réalisés à l'aide de codes informatiques. Nous avons utilisé le code Oxbash ([OXBASH]) développé par B.A Brown, W. Rae et A.Etchegoyen. Ce code demande en paramètres d'entrée le nombre de particules de valence, les spins et isospins accessibles pour le noyau étudié, ainsi que le nom de l'espace de valence dans lequel est réalisé le calcul et l'interaction associée. Pour le calcul des états du  $^{15}\text{F}$ , de  $^{14}\text{O}$ , et de  $^{13}\text{N}$ , nous avons utilisé l'espace *spsd* - permettant de peupler les couches nucléaires  $1s1/2$  jusqu'à  $1d3/2$  - et l'interaction *spsdmk*.

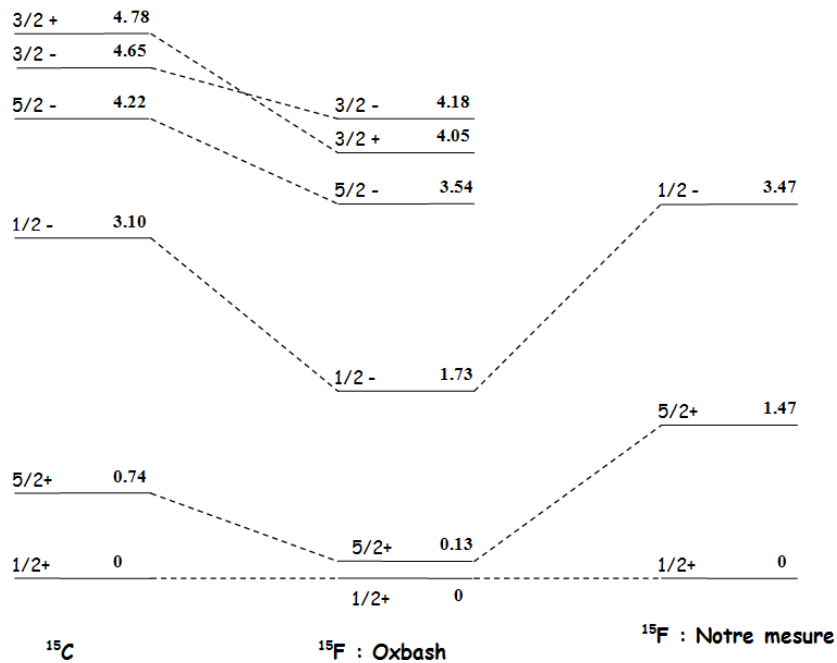


FIG. 8.4 – Schéma de niveaux prédit par Oxbash pour le  $^{15}\text{F}$  comparé à nos résultats expérimentaux et au schéma de niveaux du  $^{15}\text{C}$  issu de la base de données [TUNL].

Nous avons d'abord calculé le schéma de niveaux du  $^{15}\text{F}$ , et obtenu le résultat donné en figure 8.4. Nous y remarquons que l'ordonnancement des états calculés par le code est identique à celui du noyau miroir  $^{15}\text{C}$  pour les quatre premiers niveaux, mais que les états de spin  $3/2^+$  et  $3/2^-$  sont inversés. De plus, les valeurs d'énergies d'excitation sont sous-estimées d'au moins un MeV. Nous avons réitéré cette démarche pour le calcul des états de  $^{14}\text{O}$  et de  $^{13}\text{N}$ , en obtenant les mêmes conclusions.

En plus du schéma de niveaux, nous avons pu calculer la répartition des nucléons sur les différentes couches nucléaires et la proportion associée à chaque configuration. Les résultats sont donnés en table 8.3 et représentés en figure 8.5 pour la partie proton. Pour l'état fondamental et le premier état excité, les configurations sont quasi-identiques par rapport aux estimations réalisées avec le modèle naïf. Il existe cependant une différence concernant le peuplement de la couche neutron, où deux configurations sont proposées (soit 4 neutrons dans la couche  $1p3/2$  fermée (configuration majoritaire), soit 2 neutrons sont placés dans

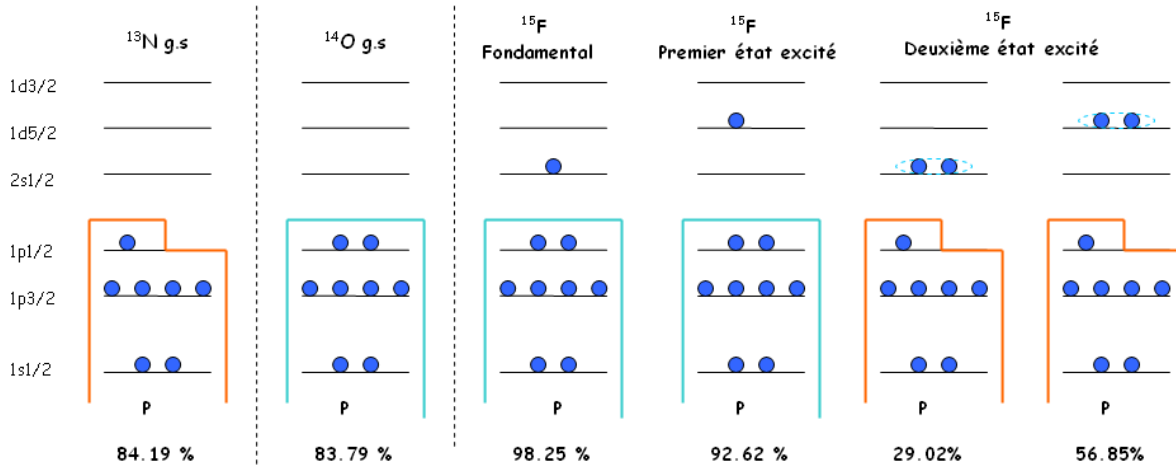


FIG. 8.5 – Configurations principales pour la couche proton pour l'état fondamental de l' $^{13}\text{N}$ , l' $^{14}\text{O}$  et les trois premiers états du  $^{15}\text{F}$  calculé par Oxbash.

la couche  $1p_{3/2}$  et les deux autres neutrons sont appariés dans la couche  $1p_{1/2}$ ).

Etat	Couche proton	Couche neutron	%
fondamental 1/2+	(2s1/2)	(1p3/2) <sup>4</sup>	81.64 %
		(1p3/2) <sup>2</sup> × (1p1/2) <sup>2</sup>	15.71 %
premier état excité 5/2+	(1d5/2)	(1p3/2) <sup>4</sup>	74.33 %
		(1p3/2) <sup>2</sup> × (1p1/2) <sup>2</sup>	18.29 %
deuxième état excité 1/2-	p(1p1/2) × (2s1/2) <sup>2</sup>	(1p3/2) <sup>4</sup>	21.05%
	Id.	(1p3/2) <sup>3</sup> × (1p1/2)	7.97 %
	p(1p1/2) × (1d5/2) <sup>2</sup>	(1p3/2) <sup>4</sup>	29.82%
	Id.	(1p3/2) <sup>3</sup> × (1p1/2)	17.0 %

TAB. 8.3 – Répartition des nucléons sur les couches nucléaires pour les trois premiers états du  $^{15}\text{F}$  et proportions associées calculées par le code Oxbash. Seules les configurations supérieures à 5 % sont détaillées.

Concernant le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ , nous retrouvons la structure  $\{^{13}\text{N} + 2p\}$  caractérisée par la présence d'un proton dans la couche  $1p_{1/2}$  et de deux protons de valence appariés sur une couche supérieure. Le code Oxbash propose deux configurations pour ces deux protons de valence :

- soit ils sont placés sur la couche  $2s_{1/2}$  (à hauteur de 29.02%)
- soit ils sont placés dans la couche  $1d_{5/2}$  (à hauteur de 56.02 %).

Pour la couche neutrons, comme pour les deux premiers états, le code propose également deux configurations.

En complément, le code calcule les largeurs réduites  $\theta^2$  associées aux voies de décroissance proton ou deux protons des états du  $^{15}\text{F}$ . Ces largeurs sont directement proportionnelles au facteur spectroscopique décrivant le recouvrement entre les deux systèmes considérés, et donc à la manière dont est structuré l'état. Une largeur réduite faible informe que les

deux systèmes considérés ne possèdent pas la même structure. Les résultats sont donnés en table 8.4. Pour les deux premiers états, nous retrouvons des largeurs réduites proches de l'unité, en accord avec les conclusions précédentes sur leur structure. Pour le deuxième état excité, la largeur réduite associée à la décroissance proton vers le système  $\{^{14}\text{O}(\text{g.s.})+\text{p}\}$  est faible (0.0015) et c'est la largeur réduite associée à la décroissance deux protons (vers le fondamental de  $^{13}\text{N}$ ) qui est la plus importante (0.64). Ces valeurs sont en accord avec les conclusions précédentes sur la structure de l'état, et implique que la décroissance deux proton est favorisée, au détriment de l'émission d'un seul proton.

Décroissance	protons émis	$\theta^2$
$^{15}\text{F}(\text{gs}) \rightarrow ^{14}\text{O}(\text{g.s.})$	p(2s1/2)	0.81
$^{15}\text{F}(5/2+) \rightarrow ^{14}\text{O}(\text{g.s.})$	p(1d5/2)	0.77
$^{15}\text{F}(1/2-) \rightarrow ^{14}\text{O}(\text{g.s.})$	p(1p1/2)	0.0015
$^{15}\text{F}(1/2-) \rightarrow ^{14}\text{O}(1+)$	p(2s1/2)	0.422
$^{15}\text{F}(1/2-) \rightarrow ^{13}\text{N}(\text{g.s.})$	2p(2s1/2)	0.25
$^{15}\text{F}(1/2-) \rightarrow ^{13}\text{N}(\text{g.s.})$	2p(1d5/2)	0.39

TAB. 8.4 – Estimation des largeurs réduites sans dimension des états du  $^{15}\text{F}$  pour les voies à un ou deux protons.

### 8.2.4 Etude des états par un potentiel de Woods-Saxon

Outre le modèle en couches, la structure des noyaux peut être étudiée en résolvant directement l'équation de Schrödinger pour des modèles de structure simple, puis en étudiant les fonctions d'ondes déduites. Pour cette méthode, il faut introduire un potentiel modélisant la partie nucléaire de l'interaction sur les nucléons. A ce potentiel s'ajoute la contribution coulombienne répulsive. Nous avons ici utilisé le code DWU (issu du code de calcul DWUCK), basé sur un potentiel de Woods-Saxon décrit par :

$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-r_0}{a_0}\right)} \quad (8.15)$$

avec :

- $V_0$  : profondeur du potentiel
- $r_0$  : rayon nucléaire
- $a_0$  : paramètre de diffusivité décrivant la pente associée au potentiel.

A ce potentiel est ajouté la contribution de spin-orbite (so) pour lever la dégénérescence entre les états. Cette contribution prend également l'apparence d'un potentiel décrit par :

$$V_{so}(r) = \vec{\sigma} \cdot \vec{l} \cdot \lambda_\pi \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dr} (f(r, r_{so}, a_{so})) \quad (8.16)$$

avec

- $\vec{\sigma} \cdot \vec{l} = l$  pour  $j=l+1/2$  et  $\vec{\sigma} \cdot \vec{l} = -(l+1)$  pour  $j=l-1/2$
- $\lambda_\pi$  la longueur d'onde Compton du pion
- $f$  un facteur de forme décrit par un potentiel de Woods-Saxon, et paramétrisé par sa profondeur  $V_{so}$ , son rayon  $r_{so}$  et son paramètre de diffusivité  $a_{so}$ , soit :

$$f(r, r_{so}, a_{so}) = \frac{V_{so}}{1 + \exp\left(\frac{r-r_{so}}{a_{so}}\right)} \quad (8.17)$$

La validité du modèle a d'abord été vérifiée sur le couple de noyaux miroirs  $^{11}\text{N}$  -  $^{11}\text{Be}$ , afin de reconstruire exactement les résultats obtenus par [For95]. Nous avons ensuite appliqué ces calculs au cas des noyaux miroirs  $^{15}\text{C}$  -  $^{15}\text{F}$ , en utilisant pour paramètres du potentiel les valeurs données par [Gold04], c'est à dire :

- $V_{so}=6.4$  MeV
- $r_0(\text{so})=1.17$  fm
- $r_0(\text{coul})=1.21$  fm
- $a_0= 0.71$  fm pour le  $^{15}\text{C}$  et  $a_0=0.735$  fm pour le  $^{15}\text{F}$

Golberg et al. ont d'abord utilisé pour leurs calculs un seul paramètre  $a_0$  pour la diffusivité des deux noyaux. Avec ce jeu de paramètres, ils ont obtenu des énergies de résonance sur-estimées pour les deux premiers états par rapport aux énergies expérimentales. Pour indication, ces calculs ont été refaits avec le code DWU et les résultats sont donnés dans la table 8.5. Comme Goldberg, nous y observons que les énergies de résonance du noyau ont été sur-estimées, ainsi que la largeur associée à l'état fondamental.

	Fondamental 1/2+			Premier état excité 5/2+		
	$^{15}\text{C}$	$^{15}\text{F}$	$^{15}\text{F}_{\text{exp.}}$	$^{15}\text{C}$	$^{15}\text{F}$	$^{15}\text{F}_{\text{exp.}}$
$V_O$	54.15	54.27	-	54.15	53.67	-
$E_R$	-1.218	1.74	$1.31 \pm 0.01$	-0.478	2.89	$2.78 \pm 0.01$
$\Gamma_R(\text{keV})$	-	1130	$900 \pm 200$	-	309	$320 \pm 10$

TAB. 8.5 – Résultats obtenus pour le potentiel de Woods-Saxon appliqué aux noyaux miroirs  $^{15}\text{C}$ - $^{15}\text{F}$  et résultats expérimentaux pour le  $^{15}\text{F}$ . Les paramètres du potentiel utilisés sont issus de [Gold04] avec un seul paramètre de diffusivité ( $a_0= 0.71$  fm) pour les deux noyaux.

Pour corriger ce problème, Goldberg et al. ont d'abord envisagé de diminuer le potentiel de spin-orbite. Cette modification permet augmenter la valeur de potentiel  $V_O$  pour une même énergie de résonance, et donc d'abaisser les énergie de résonance des deux états considérés. En diminuant le potentiel de spin-orbite, la sur-estimation observée, est bien corrigée, mais Goldberg et al. ont observé que ce changement introduit un état de spin  $3/2^+$  dans le  $^{15}\text{C}$  à une énergie de résonance de 4.7 MeV, non observé expérimentalement. Cette modification utilisée n'est donc pas pertinente. Une deuxième solution est alors d'augmenter le paramètre de diffusivité associé au potentiel décrivant le  $^{15}\text{F}$  : augmenter  $a_0$  permet de diminuer la valeur du potentiel  $V_0$  pour une même énergie, ce qui abaisse également les énergies de résonance calculées pour les deux états. Cette dernière solution a été retenue, et un nouveau paramètre  $a_0$  a été déduit pour le  $^{15}\text{F}$  égal à  $a_0=0.735$  fm.

Lors de notre étude nous avons décidé de prendre en compte ce changement. Les résultats obtenus avec ces paramètres sont donnés dans la table 8.6. Nous retrouvons exactement les mêmes valeurs que Goldberg et al. pour le premier état excité. Une différence est constatée pour l'état fondamental sur la valeur du potentiel  $V_0$ , mais nous ne pouvons l'expliquer.

Comparativement aux mesures expérimentales, même si les énergies de résonance des niveaux sont correctement déduites, les largeurs associées aux états sont sous-estimées,



	[Gold04]		Notre calcul		Exp.
	$^{15}\text{C}$	$^{15}\text{F}$	$^{15}\text{C}$	$^{15}\text{F}$	$^{15}\text{F}$
Fondamental 1/2+					
$V_O$	54.15	53.27	54.58	54.34	
$E_R$	-1.218	1.290	-1.218	1.29	$1.31 \pm 0.01$
$\Gamma_R(\text{keV})$	-	n.c	-	512	$900 \pm 200$
Premier état excité 5/2+					
$V_O$	54.15	53.67	54.19	53.67	
$E_R$	0.478	2.795	-0.478	2.79	$2.78 \pm 0.01$
$\Gamma_R$	-	n.c	-	291	$320 \pm 10$

TAB. 8.6 – Résultats obtenus pour le potentiel de Woods-Saxon appliqué aux noyaux miroirs  $^{15}\text{C}$ - $^{15}\text{F}$ . Les paramètres du potentiel utilisés sont issus de [Gold04].

notamment pour l'état fondamental. Or, d'après la relation de Wigner, la largeur d'un état est dépendante de la position de l'état (énergie) ainsi que du rayon nucléaire. La position de l'état étant mesurée, nous ne pouvons jouer que sur le rayon du  $^{15}\text{F}$ . Un meilleur accord entre la mesure et le calcul est obtenu pour une valeur  $r_0$  de 1.25 fm contre 1.17 fm utilisé précédemment, avec les résultats donnés dans la table 8.7. Cette fois-ci les positions des états est parfaitement retrouvée, ainsi que la largeur du premier état excité. Nous n'avons pas réussi à améliorer l'accord pour la largeur de l'état fondamental.

	$^{15}\text{C}$	$^{15}\text{F}$	Notre Mesure
Fondamental 1/2+			
$V_0$	49.48	49.10	-
$E_R(\text{MeV})$	-1.218	1.31	$1.31 \pm 0.01$
$\Gamma_R(\text{keV})$	-	630	$900 \pm 200$
Premier état excité 5/2+			
$V_0$	48.50	47.87	-
$E_R(\text{MeV})$	-0.478	2.78	$2.78 \pm 0.01$
$\Gamma_R(\text{keV})$	-	315	$320 \pm 10$

TAB. 8.7 – Résultats obtenus pour un potentiel de Woods-Saxon modifié, avec  $r_0=1.25\text{fm}$

Cette modification de rayon revient à augmenter le rayon du noyau  $^{15}\text{F}$  d'environ 0.2 fm, soit 5 %. Ce phénomène pourrait se justifier par une extension spatiale plus grande de la position du proton de valence, et donc être interprétée comme un indice de l'existence d'une densité de matière plus étendue, comme pour le noyau miroir  $^{15}\text{C}$  ([Fan04]). Cependant, le  $^{15}\text{F}$  étant non-lié, le dernier proton de valence n'est pas retenu et peut donc quitter le noyau. L'augmentation du rayon est donc liée à ce caractère non-lié.

Suite à ces calculs, nous itérons notre démarche pour déterminer les propriétés du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  sous la forme d'un système  $^{14}\text{O}+p$ . Cependant, nous nous heurtons à une limite du modèle, celui-ci ne permettant pas de calculer les états situés au dessus de la barrière coulombienne. Nous ne pouvons donc pas calculer les propriétés du deuxième état excité à partir du système  $^{14}\text{O} + p$ , et devons utiliser le système  $^{13}\text{N}+^2\text{He}$ .

---

Ces calculs sont réalisés au paragraphe 8.4.3 de ce même chapitre.

### 8.2.5 Shift de Thomas-Ehrmann

Les noyaux miroirs sont définis comme deux noyaux ayant un nombre total de nucléons  $A$  identique, mais où le nombre de protons de l'un est égal au nombre de neutrons de l'autre et inversement. En raison de la symétrie de charge de l'interaction forte, le spectre énergétique est quasiment identique entre ces deux noyaux, ce qui permet d'estimer la structure des niveaux d'un noyau à partir des caractéristiques de son partenaire miroir. Ce procédé est notamment appliqué dans le cas des noyaux "riches en protons" ( $Z \geq N$ ) difficiles à peupler, où leur structure (états, configurations) est estimée à partir des partenaires miroirs ( $N \geq Z$ ) plus faciles à étudier.

Cependant, pour ces noyaux "riches en protons" l'équivalence entre les propriétés des noyaux miroirs ne se vérifie pas tout le temps : un décalage de 700keV a été observé entre les énergies des premiers états excités du  $^{13}\text{N}$  et du  $^{13}\text{C}$ , abaissant le niveau du  $^{13}\text{N}$ . Cet effet a été retrouvé chez plusieurs partenaires miroirs dont l'isotope riche en protons se situe à proximité ou au delà de la drip-line, comme le couple  $^{11}\text{Be} - ^{11}\text{N}$  ([Aoy98]). Étudié par Thomas et Ehrmann ([Tho52], [Ehr51]) et baptisé *shift de Thomas-Ehrmann*, ce phénomène est généralement vu comme l'impact de l'asymétrie entre un noyau lié et son partenaire non-lié : lorsque le partenaire riche en proton est non-lié ou faiblement lié, le proton de valence dispose d'une probabilité plus grande de se situer loin du noyau. Cet effet induit une réduction de l'énergie coulombienne et l'état apparaît plus bas que l'état miroir neutron lié. Ce phénomène est d'autant plus visible que la barrière centrifuge est faible, ce qui est le cas des protons dans la couche  $s$ .

Le couple  $^{15}\text{C} - ^{15}\text{F}$  entre dans le cadre d'un important shift de Thomas-Ehrmann. Ce décalage peut être apprécié lorsque l'on trace le schéma de niveaux de ces noyaux en corrigeant la différence d'énergie nucléaire entre les états fondamentaux, comme donné en figure 8.6. Cette énergie nucléaire  $E_N$  est définie comme :

$$E_N = M(A, Z) - Z \times m_p - (A - Z) \times m_n - E_C \quad (8.18)$$

Avec  $m_n$  et  $m_p$  masse du neutron et du proton respectivement, et  $E_C$  énergie coulombienne définie par :

$$E_C = 0.6 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \text{ en MeV} \quad (8.19)$$

Sur ce schéma, on s'attendrait à avoir deux schémas de niveaux identiques puisque l'énergie coulombienne a été soustraite. Cependant, nous observons que le fondamental du  $^{15}\text{F}$  a été largement abaissé par rapport à celui du  $^{15}\text{C}$ , et qu'il en est de même pour les états excités. Ce shift représente le shift de Thomas-Ehrmann et vaut environ 1.27 MeV, soit une des plus fortes valeurs connues. Nous remarquons également que la valeur du shift est beaucoup plus petite pour le premier état excité comparativement à celle de l'état fondamental. Ce phénomène est expliqué par la structure des états : l'état fondamental est décrit sous la forme d'un coeur  $^{14}\text{O}$  auquel s'ajoute un proton dans la couche  $2s_{1/2}$ , donc disposant d'un moment angulaire  $l=0$ . Il est donc extrêmement sujet à un shift de Thomas-Ehrmann. A contrario, le premier état excité est caractérisé par un proton de valence  $1d_{5/2}$

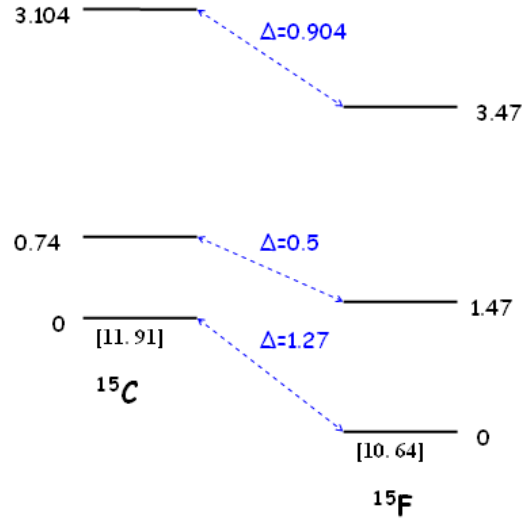


FIG. 8.6 – Schéma des niveaux du  $^{15}\text{C}$  et du  $^{15}\text{F}$ . L'énergie entre crochets représente la différence d'énergie nucléaire par rapport à l' $^{15}\text{N}$ .

(donc  $l=2$ ), il est donc soumis à une barrière centrifuge qui empêche le proton de diffuser à grande distance. Le shift est donc moins important que pour l'état fondamental. Pour le deuxième état excité, la valeur faible du décalage par rapport à l'état fondamental se justifie par la structure différente de l'état (essentiellement  $^{13}\text{N}+2p$ ).

D'autres hypothèses pour expliquer l'origine du shift de Thomas-Ehrmann ont également été envisagées. Ogawa et al. [Oga99] suggérèrent que de tels décalages s'expliquent aussi par le comportement de l'interaction nucléaire résiduelle (RNI) : lorsqu'un nucléon est décrit par une fonction d'onde faiblement liée (fonction d'onde  $s$  notamment), celle-ci s'étend spatialement à grande distance. Or, l'interaction nucléaire étant une interaction à faible portée, son influence sur une onde faiblement liée est limitée, ce qui affaiblit ainsi l'influence de l'interaction nucléaire résiduelle (RNI).

Afin d'étudier l'impact de la RNI, Ogawa et al. réalisèrent une étude des shift de Thomas-Ehrmann sur les noyaux proches de l' $^{16}\text{O}$  à partir d'un modèle phénoménologique. Pour le  $^{15}\text{C}$  et le  $^{15}\text{F}$ , ils obtinrent respectivement une énergie de 563 keV et 1.30 MeV pour le premier état excité (figure 8.7). Un shift de 863 keV a été estimé entre les états, ce qui est surestimé par rapport à notre mesure (540 keV). Les auteurs interprètent cette différence comme la conséquence d'une surestimation de l'énergie de l'état fondamental du  $^{15}\text{C}$ , indiquant l'absence d'un "effet additionnel" pour décrire le comportement du neutron  $1s_{1/2}$ , qu'ils ne peuvent expliquer.

Nous avons calculé l'évolution du shift de Thomas-Ehrmann en fonction des énergies de séparation proton ou neutron associées au couple  $^{15}\text{C} - ^{15}\text{F}$ . Pour ceci, nous avons utilisé le code DWU afin de calculer la position et la largeur des états du  $^{15}\text{F}$  à partir du potentiel estimé pour le  $^{15}\text{C}$ , pour toute valeur de  $S_n$ , puis en avons déduit de nouvelles valeur pour le shift de Thomas-Erhmann. L'évolution de ce shift est donnée en figure 8.8 et nous a

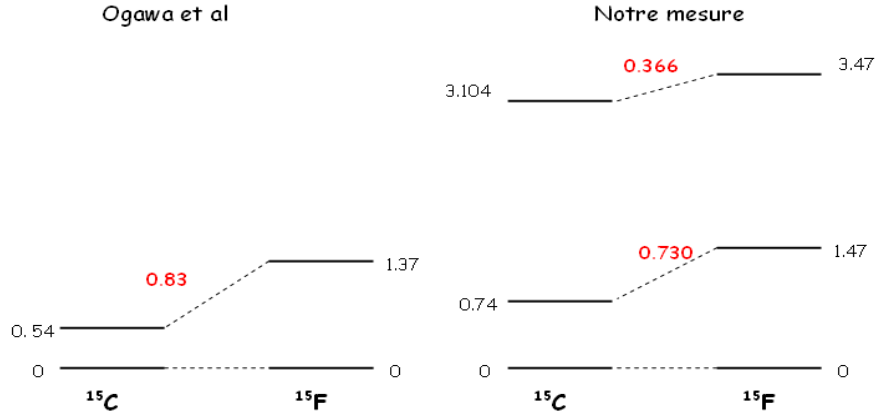


FIG. 8.7 – Spectre d'énergie mesuré (à droite) et calculé par Ogawa [Oga99] (à gauche) pour le  $^{15}\text{C}$  et le  $^{15}\text{F}$ .

conduit aux observations suivantes :

- Le shift calculé est plus petit pour le premier état excité que l'état fondamental, en accord avec les observations expérimentales.
- Le shift n'est pas constant avec  $S_n$  mais présente un maximum pour  $S_n \approx 1.1$  MeV, correspondant à  $S_p \approx 1.3$  MeV (soit à peu près les énergies expérimentales). Nous n'avons pu expliquer ce comportement.
- Le shift tend à s'annuler lorsque le  $^{15}\text{C}$  devient non lié ou que le  $^{15}\text{F}$  devient lié. Il est donc bien lié aux différences de caractère (lié/non lié) entre les noyaux miroirs, et donc à leur asymétrie.

En conclusion, avec cette étude simple, nous avons pu mettre en avant à quelques propriétés du shift de Thomas-Ehrmann.

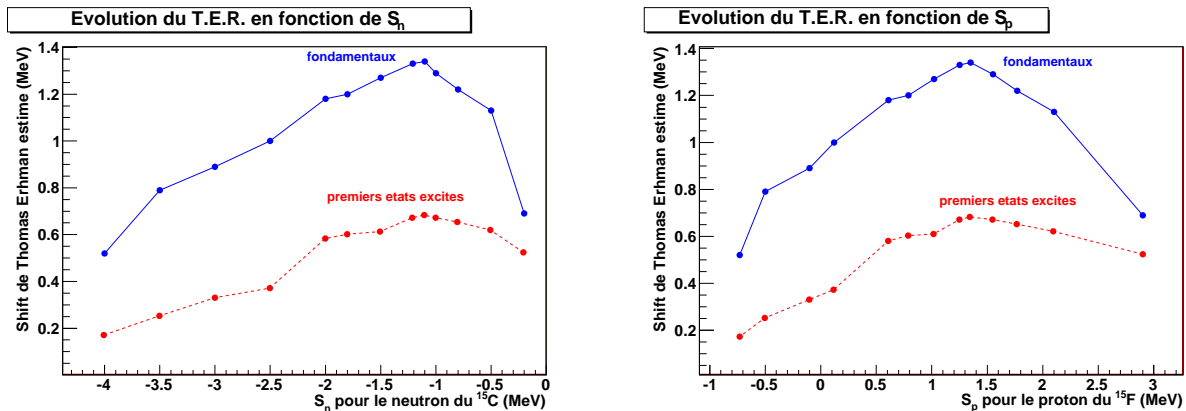


FIG. 8.8 – A gauche : Evolution du shift de Thomas-Ehrmann entre le  $^{15}\text{C}$  et le  $^{15}\text{F}$ , en fonction de l'énergie séparation neutron du  $^{15}\text{C}$  pour les états fondamentaux (en bleu) et les premiers états excités (en rouge). A droite : Id. pour l'énergie de séparation proton du  $^{15}\text{F}$ .

## 8.3 Etude du deuxième état excité

### 8.3.1 Une résonance négative

Dans la fonction d'excitation mesurée, la résonance associée au deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  est apparue à zéro degré sous la forme d'un "creux" où la section efficace totale est diminuée par rapport à la section efficace de la diffusion Rutherford. Ce comportement signifie qu'aux énergies de résonance, la probabilité de former un noyau de  $^{15}\text{F}$  dans cet état propre, à l'angle correspondant, est diminuée.

Ce comportement peut s'expliquer par les interférences entre les différentes contributions intervenant dans la diffusion élastique résonante, dont notamment la diffusion Coulombienne (de Rutherford) et la contribution nucléaire liée à la formation d'un noyau composé (Breit-Wigner). Celles-ci ne se somment pas directement, mais en termes d'amplitudes de probabilité, ce qui peut conduire à des interférences entre contributions créant des motifs constructifs (d'où une augmentation de la section efficace et un pic dans la fonction d'excitation) ou destructifs (d'où une diminution de la section efficace totale et donc un "creux" dans la fonction d'excitation). La forme du deuxième état excité est due à une interférence destructive entre la diffusion Coulombienne et la partie nucléaire. Le signe de l'interférence est relié au spin et à la parité de l'état, comme montré au chapitre 3 avec la figure 3.2.

### 8.3.2 Largeur de l'état

Mesurée expérimentalement à 80 keV, la largeur totale du deuxième état excité peut être calculée théoriquement grâce au formalisme développé par Wigner pour les états résonants étroits et isolés. Dans celui-ci, la largeur limite  $\Gamma_w$  s'exprime par ([Cauldrons]) :

$$\Gamma_w = \frac{3\hbar}{R_n} \cdot \left(\frac{2E}{\mu}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot P_l(E, R_n) \quad (8.20)$$

avec :

- $R_n$  : rayon nucléaire, approximé par  $R=r_0 \cdot A^{1/3}$
- $E$  : énergie de séparation, égale à - dans notre cas - l'énergie de résonance du deuxième état excité soit 4.78 MeV.
- $P_l(E, R_n)$  : pénétrabilité de la barrière coulombienne, qui s'exprime approximativement sous la forme ([Cauldrons]) :

$$P = \exp\left(-2 \cdot K \cdot R_c \left[ \frac{\arctan(R_c/R_n - 1)^{1/2}}{(R_c/R_n - 1)^{1/2}} - \frac{R_n}{R_c} \right]\right) \quad (8.21)$$

avec  $R_c$  le point de rebroussement classique,  $E_c$ , la hauteur de la barrière coulombienne et  $K$  une fonction de l'énergie de séparation définie par :

$$K = \left[ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E_c - E) \right]^{1/2} \quad (8.22)$$

Dans notre cas, nous devons calculer la pénétrabilité du proton émis par le deuxième état excité au travers de la barrière coulombienne créée par l' $^{14}\text{O}$ . La hauteur de cette

barrière  $E_c$  est :

$$E_c = \frac{Z_{14O} \cdot Z_p \cdot e^2}{R_{14O} + R_p} = \frac{8 \times 1 \times 1.44 \times 10^{-10} \text{keV.cm}}{1.4 \times 14^{1/3} \text{fm} + 1.4 \text{fm}} = 3.59 \text{MeV} \quad (8.23)$$

Sachant que le deuxième état excité est situé à  $E_r=4.78$  MeV, il est placé au delà de la barrière coulombienne, ce qui implique que le proton n'est pas retenu par la barrière et sa pénétrabilité est égale à 1.

En incluant ces valeurs dans la formule 8.20, nous calculons pour le deuxième état excité une largeur limite de Wigner de  $\Gamma_w=12.96$ MeV. Cette largeur représente la largeur maximale que pourrait posséder cet état s'il était entièrement structuré sous la forme du système initial  $\{^{14}\text{O}+p\}$ . Or, au regard de la largeur mesurée (80 keV), nous comprenons que le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  n'est qu'en faible partie décrit par le modèle  $\{^{14}\text{O}+p\}$ . La proportion associée à cette description est quantifiée par la largeur réduite sans dimension  $\theta^2$ , définie comme :

$$\frac{\Gamma_{exp}}{\Gamma_w} = \theta^2 \quad (8.24)$$

Nous calculons  $\theta^2 = 0.00335$ . Cette valeur est cohérente avec celle mesurée pour le deuxième état excité du  $^{15}\text{C}$  égale à  $\theta^2=0.0075$  [Gar74] et avec le résultat du code Oxbash :  $\theta^2=0.0015$ . Une largeur réduite de cet ordre signifie que le recouvrement entre le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  et le système  $^{14}\text{O}+p$  est très faible, et donc que l'état ne se décrit pas bien par le système  $\{^{14}\text{O}(\text{gs})+p\}$ . Cette observation appuie nos hypothèses précédentes sur la structure de l'état.

### 8.3.3 Origine de la deuxième largeur partielle

Lors de l'analyse de la fonction d'excitation, nous avons dû faire intervenir une deuxième largeur partielle  $\Gamma_X=40$  keV, pour reconstruire la forme de la résonance du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . Nous cherchons à caractériser le canal de décroissance associé.

Nous avons d'abord pensé aux canaux ouverts :

1. Le canal de décroissance  $\gamma$  interne, du deuxième état excité vers un autre état du  $^{15}\text{F}$ . Cependant la largeur gamma associée à de telles transitions est en général égale à quelques eV, or nous avons mesuré ici une largeur de 40 keV. Nous ne pouvons donc pas accrédiiter cette hypothèse.
2. Le canal décroissance deux protons : Même si le canal deux protons est ouvert, la gamme d'énergie disponible n'est que de 160 keV, ce qui implique - d'après le formalisme de la largeur de Wigner - une largeur limite de  $1.5 \cdot 10^{-9}$  eV pour cette décroissance. Ce canal ne permet donc pas de justifier les 40keV de largeur mesurés expérimentalement.

Ces deux canaux étant improbables, nous avons suggéré un mécanisme plus "complexe", c'est à dire une décroissance ( $p\gamma$ ). Celui-ci correspondrait à un processus à deux étapes, schématisé en figure 8.9 :

1. La décroissance proton du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  vers un état excité de l' $^{14}\text{O}$ . Pour des raisons énergétique, cette décroissance procéderait via la queue de la résonance du premier état excité de l' $^{14}\text{O}$ , qui serait peuplée à différentes énergies avec différentes probabilités.
2. La décroissance gamma de cette résonance (queue basse énergie de l'état excité de l' $^{14}\text{O}$ ) vers l'état fondamental de l' $^{14}\text{O}$ .

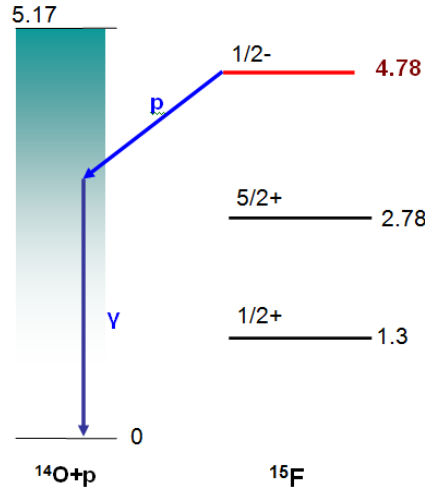


FIG. 8.9 – Schéma de la décroissance ( $p\gamma$ ) du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ .

#### Estimation de la largeur ( $p\gamma$ )

Pour décrire ce processus, nous proposons d'utiliser le formalisme suivant :

$$\Gamma_{p\gamma}(E) \propto \Gamma_p(E) \cdot P_{\text{peupler}^{14}\text{O}}(E) \cdot P_\gamma(E) \quad (8.25)$$

avec :

- $\Gamma_{p\gamma}$  : largeur de décroissance ( $p\gamma$ )
- $\Gamma_p(E)$  : largeur partielle de décroissance proton du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  vers un état virtuel de l' $^{14}\text{O}$  situé à une énergie  $E$ .
- $P_{\text{peupler}^{14}\text{O}}(E)$  : probabilité de peupler l'état virtuel de l' $^{14}\text{O}$  à l'énergie  $E$ .
- $P_{\text{gamma}}(E)$  : probabilité de décroissance gamma de l'état virtuel vers l'état fondamental de l' $^{14}\text{O}$ .

$\Gamma_p(E)$  est égale à la largeur de décroissance inélastique du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  vers le premier état excité de l' $^{14}\text{O}$ . Elle peut se calculer par le formalisme de la largeur de Wigner explicité plus haut.

Pour calculer  $P_{\text{peupler}^{14}\text{O}}(E)$ , nous utilisons la forme proposée par Breit en eq.18 de [Bre35], représentant la probabilité qu'une particule soit située à l'intérieur du noyau :

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma_{\text{tot}}^2/4} \quad (8.26)$$

Cette forme se retrouve également dans le formalisme utilisé pour décrire les sections efficaces de réactions résonantes ([Cauldrons], page172). Dans cette équation,  $E_R$  décrit l'énergie de la résonance de l' $^{14}\text{O}$  et  $N$  est un facteur de normalisation égal à l'intégrale de la forme sur toute toutes les énergies décrivant la résonance.  $\Gamma_{tot}$  est la largeur totale de la résonance du premier état excité de l' $^{14}\text{O}$ , égale à la somme des largeurs partielles associées à la décroissance du premier état excité de l' $^{14}\text{O}$ , c'est à dire :

- la largeur de décroissance proton vers le fondamental de l' $^{13}\text{N}$ , calculée par le formalisme de Wigner.
- la largeur de décroissance gamma vers l'état fondamental de l' $^{14}\text{O}$ .

Pour décrire la largeur de décroissance  $\gamma$ , nous utilisons le formalisme donné par [Cauldrons] :

$$\Gamma_\gamma(E) = \alpha_L \cdot E^{2.L+1} \quad (8.27)$$

Avec  $L$  le moment angulaire échangé lors de la transition - égal à 1 - et  $\alpha_L$  une constante dépendant de la valeur de  $L$ . Afin d'éliminer cette constante du calcul, nous utilisons l'équivalence suivante :

$$\frac{\Gamma_\gamma(E)}{E^{2.L+1}} = \alpha_L = \frac{\Gamma_\gamma(E_r)}{E_r^{2.L+1}} \quad (8.28)$$

Expérimentalement, à l'énergie de résonance  $E_r=5.17$  MeV, la largeur de décroissance gamma de l' $^{14}\text{O}$  a été mesurée à 2.6 eV ([Fer89]), ce qui permet d'écrire

$$\Gamma_\gamma(E) = \frac{E^3}{E_r^3} \cdot 2.6\text{eV} \quad (8.29)$$

Enfin  $P_{gamma}$  est obtenu en calculant le rapport d'embranchement de la décroissance  $\gamma$  à partir de l'état virtuel de l' $^{14}\text{O}$  . Cette décroissance est concurrencée par la décroissance proton lorsque l'énergie de l'état virtuel est supérieure à 4.62 MeV.

En incluant l'ensemble des paramètres, nous pouvons décrire la largeur de décroissance ( $p\gamma$ ) à l'énergie  $E$  par :

$$\Gamma_{p\gamma}(E) \propto \Gamma_p(E) \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{1}{(E - E_R)^2 + \Gamma_{tot}^2/4} \cdot \frac{\Gamma_\gamma(E)}{\Gamma_{tot}(E)} \quad (8.30)$$

La largeur  $\Gamma_{p\gamma}$  totale est égale à l'intégrale de cette expression sur toutes les énergies accessibles, c'est à dire pour  $E$  variant de 0 à 4.78MeV.

Ainsi, avec ce formalisme, nous calculons une largeur de décroissance  $\Gamma_{p\gamma} = 20.3$  keV, soit une valeur proche des 40keV mesurés pour le deuxième canal de décroissance nécessaire à l'analyse. Nous suggérons donc que ce canal ( $p\gamma$ ) soit la voie supplémentaire.

### *Recherche d'une autre observable*

Afin de valider cette hypothèse, nous allons chercher un autre observable expérimental et pensons aux protons émis lors de cette décroissance, pendant la transition entre le deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  et cet état virtuel de l' $^{14}\text{O}$ . Ces protons peuvent contribuer



dans le spectre mesuré à zéro degré et nous pouvons estimer leur contribution.

Dans un premier temps, nous estimons donc l'évolution de la largeur  $\Gamma_{(p\gamma)}$  en fonction de l'énergie  $E$  à laquelle l'état virtuel de l' $^{14}\text{O}$  est peuplé. Elle est représentée en figure 8.10 et présente un maximum pour  $E_R=2.475$  MeV, correspondant approximativement au milieu de la gamme (0 à 4.78 MeV). Avec cette évolution de la largeur, nous déduisons la distribution en énergie  $f(E)$  des protons émis, donnée en figure 8.10, à droite. Nous remarquons que la gamme d'énergie concernée par ces protons très est étendue, ce qui signifie que ces évènements peuvent potentiellement représenter une contribution importante dans le fond observé sur le spectre expérimental (cf. figure 4.17 du chapitre 4).

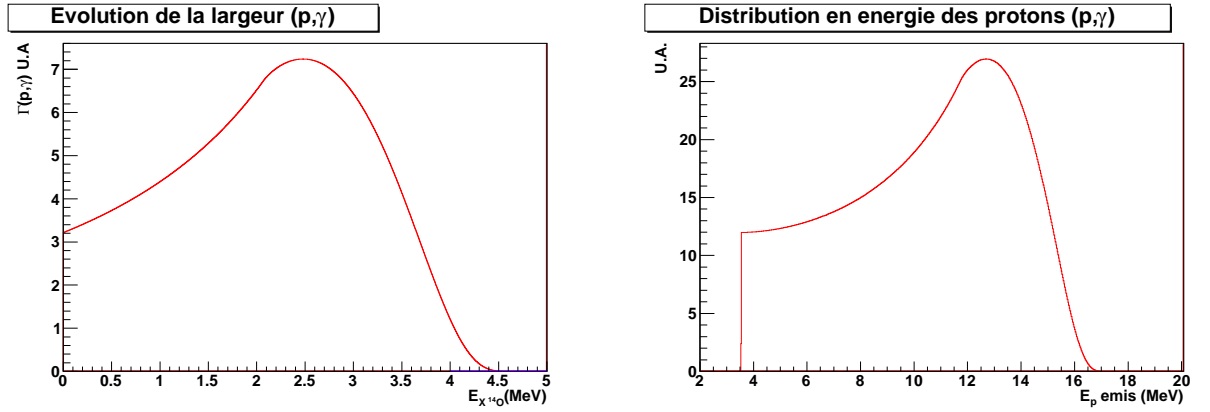


FIG. 8.10 – *A gauche* : Evolution de  $\Gamma_{(p\gamma)}$  en fonction de l'énergie d'excitation ou l'état  $^{14}\text{O}^*$  a été formé. *A droite* : Distribution estimée, sur les énergie laboratoire, des protons issus de la décroissance  $(p\gamma)$ .

Il nous faut maintenant transformer cette distribution  $f(E)$  -après normalisation- en une section efficace mesurée à zéro degré. Nous utilisons donc la forme suivante :

$$\frac{d\sigma_{p-p\gamma}}{d\Omega}(E) = \text{Norm.} \cdot N_{p-p\gamma} \cdot f(E) \quad (8.31)$$

avec :

- $\frac{d\sigma_{p-p\gamma}}{d\Omega}$  : section efficace des protons issu de la décroissance  $(p\gamma)$  émis à zéro degré.
- $N_{p-p\gamma}$  : nombre total de protons issus la décroissance  $(p\gamma)$  détectés à zéro degré.
- Norm : facteur de normalisation, identique à celui utilisé pour l'étude de la fonction d'excitation de la diffusion élastique résonante.

Pour calculer  $\frac{d\sigma_{p-p\gamma}}{d\Omega}$ , il nous faut estimer  $N_{p-p\gamma}$ . Celui-ci peut être exprimé sous la forme :

$$N_{p-p\gamma} = N_{inc} \times N_{cible} \times \sigma_{(p,p\gamma)} \times \epsilon_{p-p\gamma} \quad (8.32)$$

avec :

- $N_{inc}$  : Nombre de noyaux incident.
- $N_{cible}$  : Nombre de noyaux dans la cible.
- $\epsilon_{p-p\gamma}$  : Efficacité de détection à zéro degré du proton issu de la décroissance  $(p\gamma)$ .

- 
- $\sigma_{(p,p\gamma)}$  : Section efficace associée au canal (p, p $\gamma$ ), correspondant au peuplement du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  suivi par la décroissance (p $\gamma$ ). Pour estimer cette section efficace, nous utilisons la forme En utilisant la proposée par [Cauldrons] :

$$\sigma_{p,p\gamma} = A \times \frac{\Gamma_{\text{peupler}^{15}\text{F}} \cdot \Gamma_{p\gamma}}{\Gamma_{\text{tot}}} \quad (8.33)$$

avec :

- A : facteur explicité en équation 3.3 du chapitre 3
- $\Gamma_{\text{peupler}^{15}\text{F}}$  : largeur associée à la formation du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  par la voie proton
- $\Gamma_{p\gamma}$  : largeur associée à la décroissance p $\gamma$  du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ .
- $\Gamma_{\text{tot}}$  : largeur totale, égale à  $\Gamma_{p\gamma} + \Gamma_{\text{peupler}^{15}\text{F}}$

Afin de calculer simplement  $N_{p-p\gamma}$ , nous allons utiliser l’astuce suivante : Pour le canal de diffusion élastique résonante (p,p), il est possible d’écrire que le nombre de protons détectés  $N_{p\text{-der}}$  par :

$$N_{p\text{-der}} = N_{\text{inc}} \times N_{\text{cible}} \times A \times \frac{\Gamma_{\text{peupler}^{15}\text{F}} \Gamma_p}{\Gamma_{\text{tot}}} \times \epsilon_{p\text{-der}} \quad (8.34)$$

avec  $\epsilon_{p\text{-der}}$  efficacité de détection à zéro degré des protons issu de la diffusion élastique et  $\Gamma_p$  largeur associée à la décroissance proton du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  et  $\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_p + \Gamma_{\text{peupler}^{15}\text{F}}$ .

En conséquence, en divisant l’équation 8.32 par 8.34, on obtient :

$$\frac{N_{p-p\gamma}}{N_{p\text{-der}}} = \frac{\Gamma_{p\gamma}}{\Gamma_{\text{peupler}^{15}\text{F}} + \Gamma_{p\gamma}} \times \frac{\Gamma_{\text{peupler}^{15}\text{F}} + \Gamma_p}{\Gamma_p} \frac{\epsilon_{p-p\gamma}}{\epsilon_p} \quad (8.35)$$

Nous avons mesuré  $\Gamma_{p\gamma} = 40\text{keV}$  et  $\Gamma_p = 40\text{keV}$ . L’équation ci-dessus se simplifie donc et nous obtenons :

$$N_{p-p\gamma} = N_{p\text{-der}} \times \frac{\epsilon_{p-p\gamma}}{\epsilon_{p\text{-der}}} \quad (8.36)$$

Il suffit à présent de connaître  $N_{p\text{-der}}$  et les efficacités de détection. Le nombre de protons issus de la diffusion élastique résonante détectés à zéro degré  $N_{p\text{-der}}$  se mesure en comptant le nombre de coups dans la gamme d’énergie correspondant au deuxième état excité. Cette gamme est définie sur l’intervalle  $[E_r - \Gamma/2, E_r + \Gamma/2]$  dans le centre de masse soit  $[17.33, 17.62]\text{MeV}$  dans le laboratoire. Nous comptons 57 coups.

L’efficacité de détection des protons de diffusion élastique  $\epsilon_{p\text{-der}}$  est estimée grâce à la simulation d’expérience détaillée au chapitre 3. En supposant une émission des protons dans le centre de masse isotrope, nous estimons une efficacité de 1.2 %.

L’efficacité de détection des protons issus de la décroissance (p $\gamma$ ) peut s’estimer de la même manière, mais il nous faut connaître la forme de la distribution angulaire de l’émission des protons. En supposant le cas extrême où tous les protons sont émis à zéro degré, l’efficacité de détection est de 100%, et nous estimons alors  $N_{p-\gamma} = 4740$  coups. En remplaçant

ce nombre dans l'équation 8.31, nous obtenons pour les protons ( $p\gamma$ ) une section efficace de forme donnée en figure 8.10, à droite, et atteignant au maximum 90mb/sr. Afin d'observer l'influence de ces protons sur notre mesure expérimentale  $H(^{14}\text{O},p)^{14}\text{O}$  nous soustrayons la section efficace de ces protons à la fonction d'excitation mesurée. En utilisant l'hypothèse que seuls 30 % des protons sont détectés à zéro degré, nous obtenons le résultat donné en figure 8.11, à gauche.

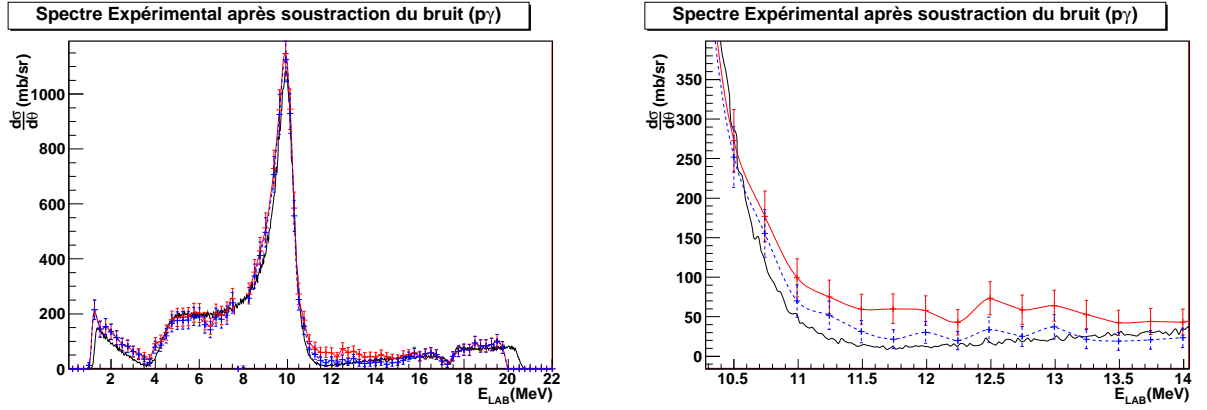


FIG. 8.11 – *A gauche* : Comparaison du calcul théorique d'Anarki (en noir) avec les données expérimentales obtenues à zéro degré après soustraction du fond carbone (courbe avec barres d'erreurs rouges) ou après soustraction du fond carbone et de la contribution estimée des protons issus de la décroissance ( $p\gamma$ ) (courbe en pointillés bleus avec barres d'erreurs). *A droite* : Id. sur la gamme d'énergie 10-14 MeV

Nous remarquons que la majeure partie de la mesure (entre 0 et 10MeV, puis entre 15MeV et 21MeV) n'est pas affectée par la soustraction de ce fond et donc que l'accord avec le calcul d'Anarki est toujours correct. Cependant sur la gamme 10-15MeV, représentée en détail en figure 8.11 à droite, la soustraction des protons issus de la décroissance ( $p\gamma$ ) à permis de réduire le désaccord entre les données expérimentales et le calcul d'Anarki. La prise en compte des événements ( $p\gamma$ ) permet donc de corriger le désaccord constaté. Cette observation est un argument supplémentaire en faveur de l'existence de ce canal de décroissance.

### 8.3.4 Temps de vie

Selon le principe d'Heisenberg, la largeur et le temps de vie d'un état sont reliés à la constante de Planck par la relation :

$$\Gamma\tau = \hbar \quad (8.37)$$

ce qui permet d'estimer les temps de vie de l'état fondamental ( $\Gamma=900\text{keV}$ ) et du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  (80keV) à  $1.46 \times 10^{-21}$  s et  $1.64 \times 10^{-20}$  s respectivement. Nous remarquons donc que le deuxième état excité "vit" en moyenne 10 fois plus longtemps que l'état fondamental, ce qui est contraire au sens commun où le temps de vie décroît lorsque l'on considère des états de haute énergie d'excitation.

---

Cette particularité est due à la structure du noyau de  $^{15}\text{F}$  : en effet, l'état fondamental se décrit sous la forme d'un système  $\{^{14}\text{O}(\text{gs})+\text{p}\}$  et est placé à 1.31 MeV au dessus du seuil de ce système. A contrario, le deuxième état excité, se décrit essentiellement comme un système  $\{^{13}\text{N}(\text{gs})+2\text{p}\}$  et est placé à 0.16MeV au dessus du seuil de ce système. Il est donc placé "plus bas" que l'état fondamental, est soumis à une barrière coulombienne plus intense, et les protons de valence rencontrent plus de difficultés pour traverser la barrière. C'est ce phénomène qui lui donne un temps de vie plus important que l'état fondamental.

## 8.4 Emission de deux protons à partir du deuxième état excité

Les conclusions sur la structure du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  nous indiquent que cet état est dominé par la configuration  $\{^{13}\text{N} + 2\text{p}\}$ . En conséquence, sa structure favorise la décroissance par émission de deux protons au détriment d'une émission proton. Nous cherchons dans ce chapitre à estimer la largeur associée à ce processus.

### 8.4.1 Largeur limite expérimentale de décroissance deux protons

Même si l'étude des coïncidences deux protons n'a pas permis de mettre en évidence un évènement de décroissance deux protons, nous pouvons estimer la largeur limite associée à ce processus.

Lors d'une réaction nucléaire, le nombre de particules détectées  $N_D$  par les détecteurs s'exprime sous la forme :

$$N_D = N_{cible} \cdot N_{inc} \cdot \sigma \cdot \epsilon \quad (8.38)$$

avec :

- $N_{cible}$  : nombre de particules dans la cible.
- $N_{inc}$  : nombre de particules incidentes.
- $\epsilon$  : efficacité de détection, estimée par
- $\sigma$  : section efficace de la réaction.

Pour une réaction de décroissance deux protons, nous pouvons décrire la section efficace de réaction via le formalisme de la distribution de la Breit-Wigner, donnée dans [Cauldrons] :

$$\sigma = \pi \cdot \lambda^2 \cdot \omega \cdot \frac{\Gamma_p \cdot \Gamma_{2p}}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}} \quad (8.39)$$

En introduisant cette forme dans l'équation 8.38 nous obtenons :

$$N_D = \int N_{cible} \cdot N_{inc} \cdot \pi \cdot \lambda^2 \cdot \omega \cdot \frac{\Gamma_p(E) \cdot \Gamma_{2p}(E) \cdot dE}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}} \cdot \epsilon \quad (8.40)$$

Pour résoudre cette équation, nous posons les hypothèses suivantes :

- $\Gamma_{2p}$  est constant sur toute la gamme d'intégration.
- $\Gamma_p \geq \Gamma_{2p}$

Sous ces hypothèses, la largeur  $\Gamma_{2p}$  peut être sortie de l'intégrale, ce qui nous donne :

$$N_D = \Gamma_{2p} \int N_{cible} \cdot N_{inc} \cdot \pi \cdot \lambda^2 \cdot \omega \cdot \frac{\Gamma_p(E)}{(E - E_R)^2 + \frac{\Gamma_{tot}^2}{4}} \cdot \epsilon \quad (8.41)$$

Grâce à cette dernière équation, nous pouvons déduire simplement la valeur  $\Gamma_{2p}$  en divisant  $N_D$  par l'intégrale. Etant donné que nous n'avons pas détecté d'évènement deux protons expérimental,  $N_D \leq 1$ . Il faut à présent calculer l'intégrale. Pour ceci, nous avons besoin de connaître :

- l'efficacité de détection  $\epsilon$  des évènements de décroissance deux protons : celle-ci a été estimée par simulation de l'expérience à 54 %. Or, notre analyse des coïncidences ne comptabilise pas les coïncidences entre deux évènements contenus dans le même CD, ce qui nous impose de réduire cette efficacité de environ 1 sur 4. Nous obtenons donc  $\epsilon = 45.9 \%$
- le nombre de noyaux de la cible  $N_{cible}$  : ce nombre est dépendant de l'énergie  $E$  où se réalise la réaction et s'exprime sous la forme :

$$N_{cible}(E) = ep(E) \cdot \rho \quad (8.42)$$

avec  $\rho$  densité du matériau égale à  $5.45 \times 10^{-21} \text{ atomes/cm}^2$  pour le polypropylène et  $ep(E)$  épaisseur de cible où se produit la réaction à l'énergie  $E$ .

- Le nombre de particules incidentes  $N_{inc}$  c'est à dire le nombre total de noyaux d' $^{14}\text{O}$  incidents. L'intensité du faisceau n'ayant pas été précisément mesurée tout au long de l'expérience, nous devons procéder indirectement pour déterminer  $N_{inc}$ . Nous utilisons donc l'astuce suivante :

Au cours de notre expérience, nous avons produit un nombre  $N_D$  de protons issus de la diffusion élastique résonante (d.e.r) décrit par :

$$N_D = N_{cible} \cdot N_{inc} \cdot \sigma_{d.e.r} \cdot \epsilon_{d.e.r} \quad (8.43)$$

avec :

- $N_{inc}$  : le nombre total de noyaux d' $^{14}\text{O}$  (que nous cherchons).
- $\sigma_{d.e.r}$  : section efficace de la diffusion élastique résonante, calculée par le code Anarki.
- $\epsilon_{d.e.r}$  : efficacité de détection pour la diffusion élastique résonante, estimé par simulation à 9.05 %.

Le nombre  $N_D$  de protons issus de la diffusion élastique résonante se déduit immédiatement des données expérimentales : c'est le nombre de coups utiles pour tracer le spectre de fonction d'excitation. Connaissant ce nombre, ainsi que  $\sigma_{d.e.r}$  et  $\epsilon_{d.e.r}$ , nous obtenons le nombre total d' $^{14}\text{O}$  :  $N_{inc}$ .

En intégrant donc la formule 8.41 nous calculons  $\Gamma_{2p} \leq 0.14 \text{ eV}$ . Cette valeur est en accord avec la largeur deux protons mesurée dans d'autres décroissances à partir d'états excités (par exemple 125 eV pour  $^{14}\text{O}^*(7.77\text{MeV}) \rightarrow ^{12}\text{C} + 2p$  [Bain96]).

### 8.4.2 Calcul de la largeur de décroissance séquentielle

Le formalisme développé au paragraphe 8.3.3 pour le canal d'émission ( $p\gamma$ ) peut également être appliqué au cas de la décroissance deux protons séquentielle. Il suffit de remplacer la largeur d'émission  $\gamma$   $\Gamma_\gamma$  par la largeur d'émission proton  $\Gamma_p$ . Celle-ci peut être estimée grâce au formalisme de la largeur de Wigner, décrit au chapitre 1 :

$$\Gamma_W = \frac{3\hbar}{R_n} \left( \frac{2E}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} P_l(E, R_n) \theta^2 \quad (8.44)$$

En appliquant ce formalisme à l'énergie de résonance  $E_R=5.17$  MeV associé au premier état excité de  $^{14}\text{O}$ , de largeur  $\Gamma_r=38.1\text{keV}$ , nous pouvons déduire la largeur proton à toutes les énergies  $E$  grâce à la formule :

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_R} = \left( \frac{E}{E_R} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{P_l(E, R_n)}{P_l(E_R, R_n)} \quad (8.45)$$

Avec ce formalisme, le calcul donne une largeur deux protons de  $3.0 \cdot 10^{-4}$  eV, soit une valeur en accord avec notre largeur limite expérimentale. De même que pour la largeur associée au processus ( $p\gamma$ ) l'évolution de la largeur deux protons en fonction de l'énergie où est formé l'état virtuel de  $^{14}\text{O}$  peut être calculée et est donnée en figure 8.12. Celle-ci présente un maximum en 4.70MeV, c'est à dire au milieu de la gamme accessible.

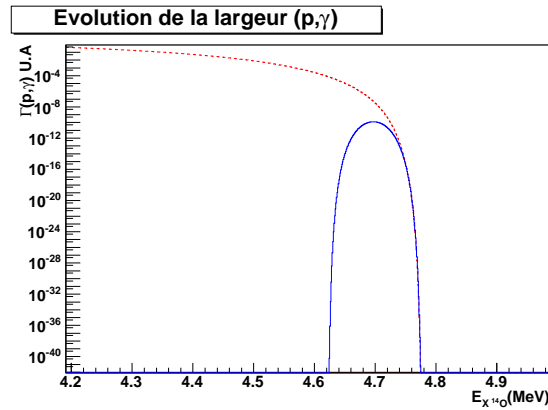


FIG. 8.12 – Evolution de la largeur deux protons séquentielle ( $pp$ ) (courbe solide bleu) et ( $p\gamma$ ) (tirets rouges) en fonction de l'énergie d'excitation de l'état virtuel d' $^{14}\text{O}$  formé

### 8.4.3 Calcul de la largeur avec un potentiel de Woods-Saxon

Nous itérons la démarche utilisée au paragraphe 8.2.4 pour déduire les propriétés du deuxième état excité du  $^{15}\text{C}$  et du  $^{15}\text{F}$ . Cette fois-ci nous décrivons ces noyaux sous la forme d'un système  $\{^{13}\text{C}+2n\}$  ou  $\{^{13}\text{N}+2p\}$  respectivement. Les fonctions d'ondes calculées sont associées à un cluster formé de deux nucléons couplés, soit  $^2\text{He}$  soit  $2n$ , disposant d'un moment angulaire nul entre eux. Ces nucléons sont placés dans le champ moyen créé par les noyaux de  $^{13}\text{C}$  ou de  $^{13}\text{N}$  respectivement. Les références en énergie sont prises par rapport

aux seuils  $\{^{13}\text{C}+2\text{n}\}$  et  $\{^{13}\text{N}+2\text{p}\}$ .

Une profondeur de potentiel de 46.65 MeV est ainsi déterminé pour le deuxième état excité du  $^{15}\text{C}$ . Pour déduire les propriétés de l'état miroir du  $^{15}\text{F}$ , nous avons tenté de retrouver exactement ce potentiel en ajustant la position du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . Cependant, nous n'avons pas réussi et nous avons obtenu comme meilleur résultat un potentiel  $V_0$  égal à 45.50 MeV. A ce potentiel est associé une énergie de résonance de 0.47 MeV pour le système  $^{13}\text{N}+2\text{p}$ , correspondant à une énergie d'excitation de 3.78 MeV dans le  $^{15}\text{F}$ . Une largeur de décroissance deux protons " $^2\text{He}$ " de 0.39 eV est associée à cet état. Cette valeur est très supérieure à celle obtenue par le formalisme de Wigner ( $3.0 \cdot 10^{-4}$  eV). Cette différence s'explique par la sur-estimation de l'énergie de liaison du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$  par le modèle de potentiel, qui conduit à sur-estimer la largeur de décroissance.

	$^{15}\text{C}$	$^{15}\text{F}$	Notre Mesure
$V_0$	46.65	45.50	
$E_R$	-6.29	0.47	0.16
$\Gamma_{2p}(\text{eV})$	-	0.39	$\leq 0.14$

TAB. 8.8 – Potentiel et propriétés déduits pour le deuxième état excité du  $^{15}\text{C}$  et du  $^{15}\text{F}$  à partir de la structure  $^{13}\text{C}+2\text{n}$  et  $^{13}\text{C}+2\text{p}$  respectivement.

## 8.5 Conclusion

L'analyse des résultats expérimentaux obtenus au cours de notre expérience nous a permis d'étudier la structure des premiers états du  $^{15}\text{F}$ .

L'état fondamental et le premier état excité se décrivent sous la forme d'un système composé d'un proton de valence couplé à un coeur dur d' $^{14}\text{O}$ . Pour retrouver leurs propriétés, nous avons dû augmenter le rayon du noyau de  $^{15}\text{F}$  de quelques pourcents par rapport au noyau miroir  $^{15}\text{C}$ , ce qui est lié au caractère non-lié du noyau.

Le deuxième état excité, se décrit essentiellement par le modèle  $\{^{13}\text{N}+2\text{p}\}$ . Une largeur réduite sans dimension  $\theta^2 = 0.00335$  a été mesurée expérimentalement la décroissance d'un seul proton et une largeur réduite  $\theta^2 = 0.64$  a été estimé pour la voie deux protons. La faible largeur associée à cet état -et donc le long temps de vie- a été expliquée par la structure  $\{^{13}\text{N}+2\text{p}\}$ , plaçant l'état en bas de la barrière coulombienne du système.

Pour expliquer la deuxième largeur partielle nécessaire à l'analyse de la résonance du deuxième état excité, nous avons suggéré l'existence d'une voie de décroissance ( $p\gamma$ ), procédant via la queue de la résonance du premier état excité de l' $^{14}\text{O}$ . Grâce à un formalisme dérivé du modèle de résonance de Wigner, nous avons estimé théoriquement la largeur de ce processus à 20.3keV, soit un facteur deux en dessous de la valeur expérimentale (40 keV). De plus, en estimant la section efficace associée aux protons issus de cette décroissance, nous avons montré que, sous certaines hypothèses, ces protons pourraient

---

expliquer une grande partie du décalage constaté entre le calcul d'Anarki et notre mesure de la fonction d'excitation à zéro degré sur la gamme 10 à 15 MeV dans le laboratoire. Ces deux arguments sont en faveur de l'existence d'un processus de décroissance ( $p\gamma$ ). Cependant, une expérience dédiée doit être envisagée pour confirmer cette hypothèse.



# Conclusions et perspectives

Cette thèse s'est articulée autour de l'étude des états excités d'un noyau situé au delà de la drip-line proton, le fluor 15. Dans cet objectif, une expérience a été menée en octobre 2007 au GANIL, sur la ligne LISE. La méthode de la diffusion élastique résonante a été choisie en raison des avantages qu'elle apporte en terme de résolution et de facilité d'analyse. Au cours de cette expérience, un faisceau radioactif d' $^{14}\text{O}$  a été envoyé sur une cible de polypropylène suffisamment épaisse pour l'arrêter. Les protons diffusés ont été détectés soit à zéro degré dans un détecteur silicium haute résolution soit dans un détecteur silicium à pistes nommé CD-PAD. Ce détecteur permis l'observation des particules émises entre 4.88 et 19.7 degrés dans le laboratoire avec une précision de  $\pm 1$  degré sur l'angle de mesure.

L'analyse des données collectées à zéro degré a permis l'observation de la fonction d'excitation du  $^{15}\text{F}$  jusqu'à 5.6 MeV dans le centre de masse avec une bonne précision. Cette fonction d'excitation a été analysée dans le cadre du formalisme de la matrice R, adapté aux réactions de diffusion élastique résonante. L'état fondamental et le premier état excité du  $^{15}\text{F}$  ont été observés à des énergies et largeurs en accord avec les résultats expérimentaux précédents. Une résonance destructive a été observée autour de 17.5 MeV dans le laboratoire, et interprétée comme la présence du deuxième état excité du  $^{15}\text{F}$ . Une énergie de résonance de 4.78 MeV et une largeur totale de 80keV ont été mesurées. La largeur totale a été décomposée en deux canaux d'émission de 40keV chacun, dont un relatif au canal de diffusion élastique proton.

L'analyse des données mesurées dans le CD-PAD a rencontré de nombreuses difficultés techniques. Cependant l'évolution de la fonction d'excitation du  $^{15}\text{F}$  avec l'angle a été observée et analysée en confirmant les résultats obtenus à zéro degré. Avec ces données, une étude des coïncidences Si-CD et CD-CD a été menée dans l'espoir de mesurer des évènements de décroissance deux protons, mais nous n'avons obtenu aucun évènement probant.

En parallèle à l'analyse, nous avons développé différentes méthodes permettant de déconvoluer les données expérimentales de l'influence du dispositif expérimental (résolution) et transformer ces données dans le référentiel du centre de masse. Les résultats ont permis de confirmer les hypothèses avancées pendant l'analyse des données mesurées à zéro degré.

L'ensemble des propriétés du  $^{15}\text{F}$  mesurée pendant l'analyse des données a été comparée avec différents modèles théoriques. Cette étude nous a permis de réfléchir à la structure des états du  $^{15}\text{F}$  et proposer une structure de cluster  $\{ ^{14}\text{O}+p \}$  pour les deux premiers

états et une structure  $\{ {}^{13}\text{N}+2\text{p} \}$  pour le deuxième état excité, justifiant la durée de vie plus importante de cet état par rapport à l'état fondamental. Le facteur spectroscopique entre cet état et le système  $\{ {}^{14}\text{O}+\text{p} \}$  a été mesuré à 0.0035.

La non-détection d'évènement de décroissance deux protons, nous a permis estimer une largeur limite de 0.14 eV pour la décroissance deux protons. Cette valeur est en accord avec les estimations obtenues avec différents modèles. En outre, nous proposons comme explication à la deuxième largeur partielle de 40keV l'existence d'un canal de décroissance  $(p\gamma)$  procédant via un état virtuel de l'  ${}^{14}\text{O}$ . Une largeur théorique de 20.3 keV a été estimée pour ce canal.

D'une manière générale, cette thèse a été l'occasion d'étudier les différents paramètres influençant les caractéristiques d'un noyau non-lié tel que l'interaction coulombienne ou la structure nucléaire elle même. Nous avons par exemple pu mesurer le shift de Thomas-Ehrmann entre les états du  ${}^{15}\text{F}$  et du  ${}^{15}\text{C}$ , puis étudier différentes hypothèses pour décrire ce décalage. Il semble intéressant de prolonger cette étude sur d'autres noyaux miroirs dont le partenaire est situé à proximité de la drip-line proton pour étudier l'évolution de ce shift avec la structure des noyaux et le caractère lié ou non lié.

Notre principale découverte est celle d'un état étroit dans un noyau non lié. Le deuxième état excité se présente comme un état où l'interaction coulombienne favorise sa décroissance rapide puisque l'état est situé au dessus de la barrière coulombienne, mais où la structure s'oppose à cette décroissance jusqu'à former un état plus stable que le niveau fondamental. Cette particularité mérite d'être étudiée afin de déterminer si des états excités de plus haute énergie disposant d'une structure encore plus complexe présentent ces caractéristiques ou si d'autres configurations peuvent être observées chez les noyaux non-liés.

Cette thèse a aussi été l'occasion de réfléchir à des modes de décroissance particuliers, comme la décroissance  $(p\gamma)$  ou deux protons. Afin de poursuivre les idées avancées sur l'émission deux protons (pp), il serait intéressant d'étudier les états excités du  ${}^{15}\text{F}$  situés à une énergie supérieure, ceux-ci disposant probablement d'une énergie suffisante pour augmenter la probabilité d'une décroissance deux protons. Malgré la présence du premier état excité de l' ${}^{14}\text{O}$ , il reste possible que la structure des états de parité négative favorise une émission  ${}^2\text{He}$

Par rapport à la décroissance  $(p\gamma)$ , il pourrait être instructif de refaire notre expérience en nous focalisant cette fois sur le deuxième état excité et en incluant des détecteurs gamma dans le dispositif de détection. D'une part nous pourrions valider l'hypothèse avancée, et d'autre part, cela nous permettrait d'étudier le processus inverse :  $(\gamma p)$  procédant par la décroissance gamma interne du deuxième état excité vers un autre état du  ${}^{15}\text{F}$ . L'observation d'un tel mécanisme pourrait donner des informations sur le processus de Bremsstrahlung interne et l'existence d'une décroissance de ce type permettrait de tester le modèle utilisé, notamment le formalisme de la Breit-Wigner décrivant la forme de la résonance.

# Bibliographie

- [Ant97] M.S. Antony, A. Pape and J. Britz, *Coulomb Displacement Energies*, Atomic data and Nuclear Data Tables vol **66** (1997)
- [Aoy98] S. Aoyama et al, *Thomas-Ehrman effects on  $s_{1/2}$  and  $p_{1/2}$  resonance states in  $^{10}\text{C}+p$* , Phys. Rev. C, vol **57** (1998), p.975-977
- [Azh98a] A. Azhari et al, *Proton decay of states in  $^{11}\text{Li}$* , Phys. Rev. C vol **57** (1998), p.628-631
- [Azh98b] A. Azhari, R.A. Krygen and M. Thoennessen, *Decay of the  $^{12}\text{O}$  ground state*, Phys. Rev. C, vol **54** (1998), p.2568-2570
- [Azj90] F. Ajzenberg-Selov, *Energy levels of light nuclei  $A=11-12$* , Nucl. Phys. A, vol **506** 1990, p.1-158
- [Bain96] C.R. Bain et al, *Two proton emission induced via a resonance reaction*, Phys. Lett. B, vol **373** (1996), p.35-36
- [Baye03] D. Baye, P. Descouvremont et F. Leo, *Miscroscopic cluster model analysis of  $^{14}\text{O}+p$  elastic scattering*, Phys. Rev. C, vol **72** (2005), 024309
- [Bethe30] H. Bethe, Annalen der Physik, vol **397** (1930), p.325-400
- [Bethe57] E. P. Wigner, *Proceedings of the Robert A. Welch Foundation Conferences on Chemical Research*, Houston, Texas, (1957), edited by A. Milligan
- [Ben78] W. Benenson et al,  *$T=3/2$  levels in  $^{15}\text{F}$  and  $^{15}\text{O}$* , Phys. Rev. C, vol **17** (1978), p.1939-1942
- [Bla08] B. Blank and M. Ploszajczak, *Two-proton radioactivity*, Rep. Prog. Phys., vol **71** (2006), 046301
- [Bla05] B. Blank et al, *First Observation of  $^{54}\text{Zn}$  and its Decay by Two-Proton Emission*, Phys. Rev. Lett., vol **94** (2005), 232501
- [Bre35] G. Breit and F.L. Yost, *Radiative Capture of Protons by Carbon*, Phys. Rev, vol **48** (1935), p.203-210
- [Bro66] G.E. Brown and A.M. Green, *Even parity states of  $^{16}\text{O}$  and  $^{17}\text{O}$* , Nucl. Phys., vol **75** (1966), p.401-417
- [Brow02] B.A. Brown, F.C. Barker and D.J. Millener, *Di-proton decay of the 6.15 MeV  $1^-$  state in  $^{18}\text{Ne}$* , Phys. Rev. C, vol **65** (2002), 051209(R)
- [Brow03] B.A. Brown and F.C. Barker, *Di-proton decay of  $^{45}\text{Fe}$* , Phys. Rev. C, vol **67** (2003), 041304(R)
- [Cab83] M.D. Cable et al, *Discovery of Beta-Delayed Two-Proton Radioactivity :  $^{22}\text{Al}$* , Phys. Rev. Lett., vol **50** (1983)

- 
- [Cab84] M.D. Cable et al, *Beta-delayed two-proton decays of  $^{22}\text{Al}$  and  $^{26}\text{P}$* , Phys. Rev. C, vol **30** (1984)
- [Can06] L. Canton et al, *Predicting Narrow States in the Spectrum of a Nucleus beyond the Proton Drip Line*, Phys. Rev. Lett., vol **96** (2006), 072502
- [Cauldrons] C.E. Rolfs et W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos*
- [Com88] E. Comay, I. Kelson and A. Zidon, *The Thomas-Ehrman shift across the proton dripline*, Phys. Lett. B, vol **210** (1988), p.32-34
- [Dar14] C. Darwin, Phil. Mag, XXVII, 499 (1914)
- [Dob94] J. Dobaczewski et al, *Nuclear shell structure at particle drip-line*, Phys. Rev. Lett vol **72** (1994), p.981-984
- [Dos05] C. Dossat et al, *Two-proton radioactivity studies with  $^{45}\text{Fe}$  and  $^{48}\text{Ni}$* , Phys. Rev. C, vol **72** (2005), 054315
- [Ehr51] J.B. Ehrman, *On the displacement of Corresponding Energy Levels of  $\text{C}^{13}$  and  $\text{N}^{13}$* , Phys. Rev., vol **81** (1951)
- [Fan04] D.Q Fang et al, *One neutron halo structure in  $^{15}\text{C}$* , Phys. Rev. C, vol **69** (2004), 034613
- [Fer89] P.B. Fernandez, E.G. Adelberger and A. Garcia,  *$\gamma$  width of the unbound  $5.17\text{MeV}$  level of  $^{14}\text{O}$  and the "hot" CNO cycle*, Phys. Rev. C, vol **40** (1989), p.1887-1900
- [For95] H.T. Fortune, D. Koltenuk and C.K. Lau, *Energies and width of low-lying levels in  $^{11}\text{Be}$  and in  $^{11}\text{N}$* , Phys. Rev. C, vol **51** (1995)
- [For07] H.T. Fortune et R. Sherr, *Comment on "Predicting Narrow States in the Spectrum of a Nucleus beyond the Proton Drip Line"*, Phys. Rev. Lett, vol **99** (2007), 089201
- [Gar74] J.D. Garrett, F. Ajzenberg-Selove and H.G. Bingham, *Levels of  $^{15}\text{C}$  from a study of  $^9\text{Be}(^7\text{Li},p)^{15}\text{C}$* , Phys. Rev. C, vol **10** (1974)
- [Gee77] D.F. Geesaman et al, *Particle decay of  $^6\text{Be}$* , Phys. Rev. Lett., vol **15** (1977)
- [Gio02] J. Giovinazzo et al, *Two-Proton Radioactivity of  $^{45}\text{Fe}$* , Phys. Rev. Lett., vol **89** (2002)
- [Gol60] V.I. Goldansky, *On neutron deficient isotopes of light nuclei and the phenomena of proton and two proton radioactivity*, Nucl. Phys., vol **19** (1960), p.482-495
- [Gol88] V.I. Goldanskii, *Neutron excessive nuclei and two proton radioactivity*, Phys. Lett. B, vol **212** (1988)
- [Gold04] V.Z. Goldberg et al, *Low-lying levels in  $^{15}\text{F}$  and the shell model potential for drip-line nuclei*, Phys. Rev. C, vol **69** (2004), 031302
- [Gom01] J. Gòmez del Campo et al, *Decay of a Resonance in  $^{18}\text{Ne}$  by the Simultaneous Emission of Two Protons*, Phys. Rev. Lett, vol **86** (2001)
- [Gre97] S. Grévy, O. Sorlin et N. Vinh Mau, *Low Lying states in  $^{11}\text{N}$  and  $^{15}\text{F}$* , Phys. Rev. C, vol **56** (1997), p.2885-2888
- [Gri00] L.V. Grigorenko et al, *Theory of Two-proton Radioactivity with Application to  $^{19}\text{Mg}$  and  $^{48}\text{Ni}$* , Phys. Rev. Lett., vol **85** (2000)
- [Gri01] L.V. Grigorenko et al, *Two-Proton radioactivity and three body decay : General problems and theoretical approach.*, Phys. Rev. C vol **64** (2001), 054002

- [Gui84] D. Guillemaud-Mueller et al,  *$\beta$ -decay schemes of very neutron-rich sodium isotopes and their descendants*, Nucl. Phys. A, vol **426** (1984), p.37-76
- [Guo05] F.Q. Guo et al, *Reexamination of the energy levels of  $^{15}\text{F}$  by  $^{14}\text{O}+^1\text{H}$  elastic resonance scattering*, Phys. Rev. C, vol **72** (2005), 034312
- [Har75] M.H. Harakeh, P. Paul, H.M. Kuan, E.K. Warburton, *E1 excitation in  $A=15$  nuclei*, Phys. Rev. C, vol **12** (1975)
- [Huc85] A. Huck et al, *Beta decay of the new isotopes  $^{52}\text{Kr}$ ,  $^{52}\text{Ca}$  and  $^{52}\text{Sc}$  : a test of the shell model far from stability*, Phys. Rev. C vol **31** (1985)
- [IBANDL] <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>
- [Jac70] K.P. Jackson et al,  *$^{53}\text{Co}^m$  : A proton-unstable isomer*, Phys. Lett. B, vol **33** (1970)
- [KeK78] KeKelis et al, *Masses of the unbound nuclei  $^{16}\text{Ne}$ ,  $^{15}\text{F}$ , and  $^{12}\text{O}$* , Phys. Rev. C, vol **17** (1978), p.1929-1939
- [Kel66] I. Kelson and G.T. Garvey, *Masses of nuclei with  $Z \geq N$* , Phys. Lett., vol **23** (1966), p.689-692
- [Kel69] G.T. Kelson et al, *Set of Nuclear-Mass Reaction and a Resultant Mass Table*, Rev. Mod. Phys., vol **41** (1969), s1-s80
- [Kry95] Kryger et al, *Two-Proton Emission from the Ground State of  $^{12}\text{O}$* , Phys. Rev. Lett., vol **74** (1995)
- [Lane58] A.M. Lane et R.G. Thomas, *R-Matrix Theory of Nuclear Reactions*, Reviews of Modern Physics, vol **30** (1958)
- [Lem72] M.C. Lemaire, M.C. Mermaz and Kamal K. Seth, *Study of the  $2p-1h$  structure via the  $^{15}\text{N}(^3\text{He},p)$  Reaction*, Phys. Rev. C, vol **5** (1972)
- [Lép04] A. Lépine-Szily et al, *Spectroscopy of light proton-rich nuclei :  $^9\text{C}$  and  $^{15}\text{F}$* , Nucl. Phys. A, vol **374** (2004), p.331-336
- [Lucy74] L. Lucy, *An iterative technique for the rectification of observed distribution*, Astron. J vol **79** (1974), p.754-
- [Min92] T. Minamisono et al, *Proton halo of  $^8\text{Be}$  disclosed by its giant quadrupole moment*, Phys. Rev. Lett., vol **69** (1992), p.2058-2061
- [Mot95] T. Motobayashi et al, *Large deformation of the very neutron rich nucleus  $^{32}\text{Mg}$  form intermediate-energy Coulomb excitation*, Phys. Lett. B, vol **346** (1995), p.9-14
- [Mur94] G. Murillo, S. Sen and S.E. Darden, *A study of the reaction  $^{14}\text{C}(\rightarrow d, d')^{14}\text{C}$  and  $^{14}\text{C}(\rightarrow d, p)^{15}\text{C}$  at 16.0 MeV*, Nucl. Phys. A, vol **579** (1994), p.125-143
- [Muk08] I. Mukha et al, *Proton-proton correlations observed in two-proton decay of  $^{19}\text{Mg}$  and  $^{16}\text{Ne}$* , Phys.Rev.C, vol **77** (2008), 061303
- [Naq68] I.M. Naqib and L.L. Green, *Absolute cross sections of the  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$  reaction and spectroscopic factors of states in  $^{17}\text{O}$* , Nucl. Phys. A, vol **112** (1968), p.76-84
- [Nav00] A. Navin et al, *Direct Evidence for the Breakdown of the  $N=8$  Shell Closure in  $^{12}\text{Be}$* , Phys.Rev. Lett., vol **85** (2000), p.266-269
- [Neg96] F. Negoita et al,  *$^8\text{B}$  proton halo via reaction and breakup cross section measurements*, Phys. Rev. C, vol **54** (1996)



- 
- [Oga99] K. Ogawa, H. Nakada, S. Hino and R. Motegi, *Thomas-Ehrman shifts in nuclei around  $^{16}\text{O}$  and role of residual nuclear interaction*, Phys. Lett. B, vol **494** (1999), p.157-163
- [Oli69] C.J. Oliver et al, *Spectroscopic factors derived from  $^{16}\text{O}(d,n)^{17}\text{F}$  measurements*, Nucl. Phys. A, vol **127** (1969), p.567-576
- [Oliv05] F. Oliveira Santos et al, *Study of  $^{19}\text{Na}$  at SPIRAL*, Eur. Phys. J A, vol **24** (2005), p.337-247
- [Oln58] J.W. Olness, J. Vorona, H.W. Lewis, *Elastic and Inelastic Scattering of Protons by  $^{14}\text{N}$* , Phys. Rev., vol **112** (1958), p.475-480
- [Ost02] A.N. Ostrowski et al, *CD : A double sided silicon strip detector for radioactive beam experiments*, Nucl. Instr. And Meth., vol **480** (2002), p.448-455.
- [OXBASH] B.A Brown, A. Etchegoyen, W.D.M. Rae, *OXBASH : the Oxford-Buenos Aires-MSU shell model code*, Tech. Report n°524, MSU Cyclotron Laboratory (1986)
- [Pet03] W.A. Peters et al, *First two energy levels in  $^{15}\text{F}$* , Phys. Rev. C, vol **68** (2003), 034607
- [Phi73] R.J. Philpott, *Continuum shell model calculation for  $^{15}\text{C}$* , Nucl. Phys. A, vol **208** (1973), p.236-254
- [Pis05] G. Piment et al, *Compound and quasicompound states in low-energy scattering of nucleons from  $^{12}\text{C}$* , Phys. Rev. C, vol **72** (2005), 014601
- [Pfü02] M. Pfützner et al, *First evidence for the two-proton decay of  $^{45}\text{Fe}$* , Eur. Phys. J. A, vol **14** (2002), p.279-285
- [Sau00] E. Sauvan et al, *One-neutron removal reaction on neutron rich psd-shell nuclei*, Phys. Lett. B, vol **491** (2000), p.1-7
- [Sch95] W. Schwab et al, Z. Phys. A, vol **350** (1995)
- [She82] L. Shepp et Y. Vardi, *Maximum Likelihood Reconstruction for Emission Tomography*, IEEE Transactions on Medical Imaging, vol **1**
- [SigmaCalc] <http://www-nds.iaea.org/sigmaCalc/>
- [Sim99] H. Simon et al, *Direct Experimental Evidence for Strong Admixture of Different Parity States in  $^{11}\text{Li}$* , Phys. Rev. Lett., vol **83** (1999), p.496-499
- [Sor93] O. Sorlin et al, *Decay properties of exotic  $N \approx 28$  S and Cl nuclei and the  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$  abundance ratio*, Phys. Rev. C, vol **47** (1991)
- [Stefan] G.I. Stefan, *Spectroscopie par diffusion élastique résonante  $^{15}\text{O}$  et nouveau chemin de réaction dans le cycle CNO*, Thèse de Doctorat, Université de Caen (2006).
- [Rat75] A. Ratkowski, *Energy response of silicon surface-barrier particle detectors to slow heavy ion*, Nucl. Instr. And Meth., vol **130** (1975), p.533-538
- [Rich72] W.H. Richardson, *Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration*, J. Opt. Soc. Am., vol **62** (1972), p.55-60
- [Tan85] I. Tanihata et al, *Measurements of interaction cross section and Nuclear Radii in the Light p-shell Region*, Phys. Rev. Lett., vol **55** (1985), p.2676-2679
- [Tan88] I. Tanihata et al, *Measurements of interaction cross section using isotopes beams of Be and B and isospin dependance of the nuclear radii*, Phys. Lett. B, vol **206** (1988)

- [Tho52] R. G. Thomas, *An Analysis of the Energy Levels of the Mirror Nuclei  $C^{13}$  and  $N^{13}$* , Phys. Rev. vol **88** (1952)
- [Thor69] S.T. Thornton, *The  $^{16}O(d,n)^{17}F$  reaction at  $E_d=8.0$  and  $9.3$  MeV*, Nucl. Phys. A vol **137** (1969), p.531-544
- [Tru83] S. Truong and H.T. Fortune, *1p-2h and 2p-3h states in  $^{15}C$* , Phys. Rev C, vol **28** (1983)
- [TUNL] [http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=15/15F\\_1981.shtml](http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=15/15F_1981.shtml)
- [West69] M.L. West, C.M. Jones, J.K. Bair and H.B. Willard, *Level Structure in  $^{15}O$  from the Proton Bombardment of  $^{14}N$* , Phys. Rev., vol **179** (1969), p.1047-1059
- [Wig47] E.P. Wigner et L. Eisenbud, Phys. Rev., vol **72** (1947)
- [Zerg01] T. Zerguerras, *Etude de l'émission proton et deux protons dans les noyaux légers déficients en neutrons de la région  $A=20$* , Thèse de Doctorat, Université Paris 6 (2001)
- [Zhu95] M.V. Zhukov and I.J. Thompson, *Existence of proton halo near the drip-line*, Phys. Rev C, vol **52** (1995)
- [Zuk68] A.P. Zuker and B. Buck, *Structure of  $^{16}O$* , Phys. Rev. Lett., vol **21** (1968), p.39-





## **Résumé**

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'étude des noyaux déficitaires en neutrons situés au delà de la drip-line proton. Afin d'étudier le noyau de  $^{15}\text{F}$ , une expérience de diffusion élastique résonante d'un faisceau d'ions radioactifs d' $^{14}\text{O}$  sur une cible épaisse composée de protons, c'est à dire la réaction  $^{14}\text{O}(\text{p}, ^{14}\text{O})\text{p}$ , a été réalisée au GANIL avec un faisceau post-accélééré SPIRAL. La fonction d'excitation du  $^{15}\text{F}$  a été mesurée jusqu'à 5.6 MeV d'énergie dans le centre de masse et a révélé la présence de trois résonances, dont l'une correspond à un état étroit de parité négative observé pour la première fois. Cet état a été analysé comme pouvant décroître sur deux voies de décroissance, l'une correspondant à l'émission d'un seul proton et l'autre interprétée comme une émission ( $\text{p}\gamma$ ) procédant via la queue basse énergie d'un état excité de l' $^{14}\text{O}$ . L'interprétation des résultats obtenus en terme de structure du noyau et l'existence d'une décroissance deux proton ou ( $\text{p}\gamma$ ) est discutée.

**Title :** FIRST STATES OF FLUORINE FIFTEEN STUDIED BY RESONANT ELASTIC SCATTERING.

## **Abstract**

This thesis describes the study of a light neutron deficient nucleus located beyond the proton drip-line :  $^{15}\text{F}$ . This unbound nucleus was studied using the resonant elastic scattering reaction :  $^{14}\text{O}(\text{p}, ^{14}\text{O})\text{p}$ , performed in inverse kinematics. The radioactive ions beam produced by the GANIL SPIRAL facility, impinged a thick polypropylene target. Excitation function was measured up to 5.6 MeV in the center of mass and three resonances were observed. The ground and first excited state of  $^{15}\text{F}$  are observed as broad resonances corresponding to very short living states. The third resonance is due to a state with a spin and parity  $1/2^-$  which is observed for the first time. It is located 4.78 MeV above the proton emission threshold. Surprisingly, this resonance is very narrow, corresponding to a long living state. This state lies 160 keV above the two-proton threshold, which makes it a candidate for 2-proton emission. Several decay channels were discussed for this state, including a proton-gamma decay via the tail of first excited state resonance in  $^{14}\text{O}$ . Results are discussed in terms of nuclear structure and the existence of two-proton or proton-gamma decay.

## **Mots-clés**

**Indexation rameau :** Diffusion élastique, résonance, Fluor, structure nucléaire.

**Indexation libre :** Décroissance  $\text{p}\gamma$ , décroissance deux protons, noyau non lié.

**Discipline :** Constituants élémentaires et physique théorique.

**Laboratoire :** GANIL, BP 55027, 14076 CAEN Cedex 5, FRANCE